PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 15 | 1. August 1938 | 39. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 17 am 15. August 1938

INHALT:

Abhandlungen:

P. Ohlin, Eine Methode zur Messung von Röntgenintensitäten mit dem Zählrohr. S. 567.

O. E. Frivold und L. Lunde, Die magnetische Suszeptibilität von Sm^{+++} in Abhängigkeit von der Temperatur zwischen 293° und 800° K. S. 571.

R. Schmidt, Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Depolarisationsgrades von gasförmigem CO_2, N_2O und C_2H_2. S. 574.

K. R. Dixit, Magnetische Eigenschaften dünner aufgedampfter Eisenschichten. S. 580.

W. Kluge, Verfahren zur Herstellung einkristalliner Spaltflächen von Metallen im Hochvakuum und seine Aussichten auf die Untersuchung gegenwärtiger Fragen der Oberflächenphysik. S. 582.

Y. Björnståhl, Eine Methode für absolute Messung der Kerrkonstanten mit Wechselspannung. S. 585.

Zuschriften:

S. Miyamoto und A. Budò, Relaxationszeit und Molekülgestalt. S. 587.

Besprechungen:

G. Doetsch, Theorie und Anwendung der Laplace-Transformation. S. 588.

G. Hamel, Integralgleichungen. S. 589.

E. C. Kemble, The Fundamental Principles of Quantum Mechanics. S. 589.

J. C. Poggendorffs biographisch-literarisches Handwörterbuch für Mathematik, Astronomie, Physik mit Geophysik, Chemie, Kristallographie und verwandte Wissensgebiete. Bd. VI. S. 589.

H. Zanstra, Théorie de l'émission de la lumière des nébuleuses. S. 590.

G. Briegleb, Zwischenmolekulare Kräfte und Molekülstruktur. S. 590.

Nachrichten. S. 590.

ABHANDLUNGEN

Eine Methode zur Messung von Röntgenintensitäten mit dem Zählrohr

Von Per Ohlin

Ein Hochvakuumspektograph mit gebogenem Kristall und Zählrohr zur Messung der Röntgenintensität wird beschrieben. Zum Zählen der Zählrohrimpulse ist eine neue Schaltung verwendet worden, deren Wirkungsweise eingehend erklärt wird. Als Beispiel wird das Resultat einer Messung der Intensitätsverteilung des CaK_α-Dubletts gegeben.

Die allermeisten Untersuchungen über die Intensität der Röntgenstrahlung sind mit photographischen Methoden oder mit Ionisationsmethoden ausgeführt worden. Aber auch der Spitzenzähler und das Zählrohr, die für solche Messungen viel empfindlicher als die Ionisationskammer sind, hat man für diese Zwecke verwendet. So hat z. B. Neufeldt[1]) die Struktur von Absorptionskanten leichter Elemente mittels Zählrohr untersucht, und Huppertsberg[2]) hat die Empfindlichkeit des Zählrohres im Gebiet 0,15–0,65 Å untersucht. Pahl und Faeßler[3]) und andere dagegen verwenden einen Spitzenzähler zur Messung kleiner Röntgenintensitäten.

1) H. Neufeldt, Zeitschr. f. Phys. **68**, 659, 1931.

2) A. Huppertsberg, Zeitschr. f. Phys. **75**, 231, 1932.

3) M. Pahl und A. Faeßler, Zeitschr. f. Phys. **102**, 562, 1936.

Das Problem der Zählung schneller aufeinanderfolgender Impulse ist in den letzten Jahren auf verschiedene Weisen gelöst worden. Wynn-Williams[1]) hat das Prinzip „scale of two" eingeführt, Lord und Livingston[2]), Teichmann[3]), Alfvén und Verfasser[4]) und andere lassen die Impulse einen Kondensator aufladen, der nach einer bestimmten Anzahl von Impulsen wieder entladen wird. Die letzte Methode ist zum Zählen der Zählrohrimpulse nicht so gut geeignet, weil die Größe solcher Impulse nicht konstant ist. Die hier verwandte Schaltung ist darum nach dem Prinzip „scale of two" konstruiert worden und ist ein einfaches und betriebssicheres Hilfsmittel beim Zählen.

Das Innere des Vakuumspektrographen ist aus Fig. 1 ersichtlich. Das untere Bild stellt einen horizontalen Schnitt durch die Aufstellung dar, das obere Bild zeigt die Anordnung von der Seite gesehen. R ist die Röntgenröhre, K der Kristall und Z das Zählrohr mit Schiebern, die zu seiner Justierung und zur Verschiebung über die Spektrallinien dienen.

1) C. E. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**, 312, 1932.

2) H. W. Lord und O. W. Livingston, Electronics, S. 7, 1934 (Januar).

3) H. Teichmann, Physik. Zeitschr. **35**, 299, 1934.

4) H. Alfvén und P. Ohlin, Zeitschr. f. Phys. **90**, 416, 1934.

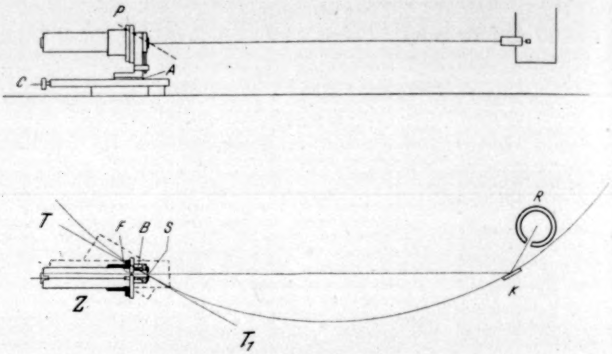


Fig. 1. Der Vakuumspektrograph.

Die Röntgenröhre ist von gewöhnlichem Typus mit auswechselbaren Elektroden. Als Antikathodenmaterial wurde Kupfer verwendet, als Glühkathode diente ein mit Lack überzogener Platindraht. Der Kristall bestand aus einer Kalkspatplatte, die zu einem Radius von 1 m gebogen worden war.

Die Konstruktion des Zählrohres ist aus dem unteren Bild der Fig. 1 am besten zu ersehen.

Das Rohr mit einer Länge von 10 cm und einem inneren Durchmesser von 23 mm ist aus Messing von 1 mm Dicke hergestellt. Der Draht ist aus Stahl und hat einen Durchmesser von 0,5 mm. Er wird durch zwei in der Figur ersichtliche kleine Bernsteinpfropfen isoliert. Das Ende des Rohres ist mit einem Hartgummistück (schwarz in der Figur) an einer Messingplatte befestigt, in die ein kleines Loch *F* zum Eintritt der Strahlung gebohrt ist. Das Loch, das 5 mm exzentrisch sitzt und die Größe $2{,}5 \times 6{,}0$ mm hat, war mittels einer Cellophanfolie von etwa 20 μ Dicke abgedeckt. Es ist in dieser Weise gelungen, das Rohr vollkommen zu dichten, so daß es monatelang ohne Druckvermehrung stehenbleiben kann.

Als Füllgas diente ein Gemisch von etwa 35 mm *Hg* Luft und 15 mm *Hg* Alkoholdampf. Der Druck im Rohre wird mit einem außerhalb des Spektrographen befindlichen Manometer, mit dem das Rohr durch einen 10 mm weiten, biegsamen Tombakschlauch in Verbindung steht, gemessen und kontrolliert. Mit der oben erwähnten Füllung arbeitet das Rohr gut mit einem Sperrwiderstand von nur 20 MΩ [vgl. Trost[1])] und einer Spannung von 1800 Volt. Um die Spannungskonstanz zu sichern, wird die Spannung von einer Anzahl hintereinandergeschalteter Trockenbatterien abgenommen.

Die vom Kristall kommende Strahlung wird durch den engen Spalt *S* und das Fenster *F* ins Rohr eingelassen. Für die Untersuchung der Intensitätsverteilung in verschiedenen Teilen einer Linie ist es vor allem wichtig, daß der Spalt der Linie parallel ist. Weiter soll die Strahlung stets denselben Teil des Zählrohrvolumens durchsetzen, weil man nicht sicher sein kann, daß die Zählempfindlichkeit an allen Stellen des Zählvolumens dieselbe ist. Um diese Paralleljustierung des Spaltes unter Aufrechterhaltung der oben erwähnten Forderung durchführen zu können, wurde der Spalt in das eine Ende eines Röhrchens (gestrichelt in der Figur) montiert. Das Röhrchen paßt in eine Bohrung *B* im Messingstück, das als Halter der Spaltzählrohranordnung dient. An das andere Ende des Röhrchens befestigt man mit ein paar Schrauben das Zählrohr, so daß das Fenster *F* gerade über den Spalt kommt. Die Justierung des Spaltes geschieht durch Drehung des Röhrchens um seine Achse, wobei das Zählrohr mitgedreht wird und die Lage des Spaltes im Verhältnis zum Zählrohr ungeändert bleibt. Um eine Kontrolle der guten Einjustierung des Spaltes zu erhalten, nimmt man das Zählrohr weg, befestigt eine photographische Platte an die vordere Seite des Spaltes und beleuchtet den Spalt einen Augenblick von hinten mit parallelem Licht. Der Spektrograph wird dann evakuiert und die Platte exponiert. Ein Beispiel einer solchen Platte zeigt Fig. 2.

Beim Biegen eines Kristalls kann man im voraus nicht exakt bestimmen, welchen Halbmesser der gebogene Kristall bekommen wird. Es

1) A. Trost, Zeitschr. f. techn. Phys. **16**, 407, 1935.

ist darum notwendig, den Abstand zwischen Kristall und Spalt regulieren zu können, damit der Spalt auf den **Rowlandskreis** fällt. Dies wird dadurch erreicht, daß man den Halter des Zählrohres an einen Schieber *A* montiert, den man

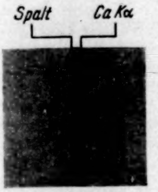


Fig. 2. Photographische Aufnahme zur Justierung des Spaltes.

mittels einer Schraube *C* parallel zur Strahlrichtung verschieben kann. Die Justierung wird mit Hilfe einer photographischen Aufnahme so ausgeführt, daß man das Zählrohr wegnimmt und eine Platte *P* mit einer Neigung von 60° gegen die Senkrechte am Ort des Spaltes exponiert. Das Zählrohr wird dann wieder am Schlitten befestigt und dieser so verschoben, daß der Spalt an den Ort der größten Linienschärfe kommt.

Die zum Zählen der Zählrohrimpulse benutzte Schaltung ist in Fig. 3 schematisch dargestellt. Die Röhren *I* und *II* sind Philips B 2038, die Röhre *III* ist eine Philips gasgefüllte Triode 4686 und *IV* eine Philips Penthode E 463. Um die Wirkungsweise der Schaltung zu verstehen, nehmen wir zuerst an, daß die gasgefüllte Triode nicht gezündet ist, daß also kein Strom durch die in Reihe geschalteten Röhren *III* und *IV* fließt. Die Kathode der Röhre *III* und die Anode der Röhre *IV* haben dann natürlich dieselbe Spannung wie die Kathoden der Röhren *I*, *II* und *IV*, denn sonst würde man durch *IV* einen Anodenstrom haben. Der Zustand der Schaltung ist dann durch die folgende Eigenschaft charakterisiert. Das Gitter der als Widerstandsverstärker geschalteten Röhre *I* ist durch den Sperrwiderstand des Zählrohres geerdet, das Gitter der widerstandgeschalteten Röhre *II* ist durch die negative Spannung der Batterie *B* kräftig blockiert. Die Anodenspannung der Gastriode *III* beträgt 90 Volt. Der Anodenstrom der Röhre *III* ist durch die negative Gitterspannung V_g gesperrt.

Eine Entladung im Zählrohr verursacht nun einen negativen Impuls an dem Gitter der Röhre *I*, also einen positiven Impuls an der Anode derselben Röhre. Durch die Kondensatoren c_1 und c_2 kommt dieser Impuls gleichzeitig an den Gittern der Röhren *II* und *III* an. Der Impuls am Gitter der Röhre *II* verursacht keinen Anodenstromstoß durch diese Röhre, weil das Gitter ja eine starke negative Vorspannung hat. Der positive Impuls am Gitter der Gastriode zündet aber diese, und man erhält einen Strom durch die beiden hintereinandergeschalteten Röhren *III* und *IV*. Die Stärke dieses Stromes wird bei fester Gesamtspannung an den beiden Röhren von der Schirmgitterspannung der Penthode bestimmt. Die zum Betrieb des Zählwerkes nötige Stromstärke beträgt 15 mA, was einer Schirmgitterspannung von etwa 100 Volt entspricht. Der Spannungsabfall über das Zählwerk ist dann 45 Volt, die rückständige Spannung verteilt sich über die Röhren *III* und *IV*. Mit der hier benutzten

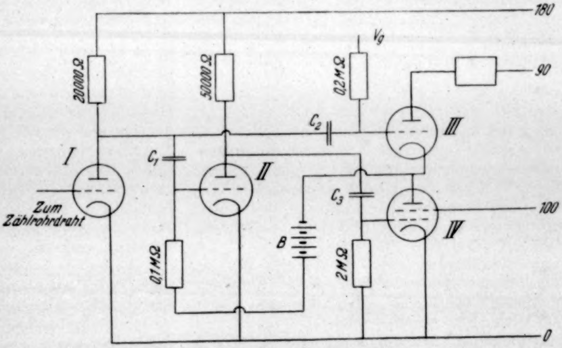


Fig. 3. Die Zählschaltung.

Gesamtspannung von 90 Volt wird die Anodenspannung der Penthode 25 Volt. Dies bedeutet aber, wie man aus der Figur ersieht, daß die negative Gittervorspannung der Röhre *II* durch das Zünden der Gastriode um 25 Volt vermindert worden ist. Die Spannung der Batterie *B* ist so gewählt, daß die Gitterspannung der

Röhre *II* jetzt gerade an den unteren Knickpunkt der Kennlinie zu liegen kommt. Wenn nun ein neuer Zählrohrimpuls aufs Gitter der Röhre *I* kommt, verursacht dieser wie im vorigen Falle positive Stöße an den Gittern *II* und *III*. Der Stoß aufs Gitter *II*, der früher durch die negative Sperrspannung unterdrückt wurde, geht jetzt verstärkt durch die Röhre und verursacht aufs Gitter *IV* einen kräftigen negativen Stoß, der den Strom durch diese Röhre einen Augenblick sperrt. Diese kurzdauernde Unterbrechung des Stromes der Röhren *III* und *IV* reicht aus, die Entladung in der Gastriode zu löschen. Dadurch wird die Anodenspannung der Penthode wiederum Null und das Gitter der Röhre *II* negativ blockiert. Der nächste Zählrohrimpuls zündet die gasgefüllte Triode usw. Es sind also zwei Impulse nötig, um die Gastriode zu zünden und wieder zu löschen, d. h. das mechanische Zählwerk zählt alle zwei Impulse, die an dem Gitter der Röhre *I* anlangen. Das hier benutzte Zählwerk ist von General Scientific Company, Chicago, gebaut und zählt bis 125 Impulse pro Sekunde. Die gesamte Anordnung zählt also bis 250 Impulse pro Sekunde. Das elektrische Auflösungsvermögen kann aber viel größer gemacht werden. Es hängt hauptsächlich von der Zeitkonstanten des Gitterkreises der Röhre *II* ab. Wenn ein Impuls die Gastriode zündet, muß der Kondensator c_1 durch den Gitterwiderstand aufgeladen werden, ehe der nächste Impuls die Triode löschen kann. Die hier gewählten Werte 4000 cm und 0,1 MΩ geben eine Zeitkonstante von 1/250 Sekunden, was dem Auflösungsvermögen des Zählwerkes entspricht, aber man kann ebensogut die Zeitkonstante z. B. zehnmal vermindern. Das elektrische Auflösungsvermögen der Schaltung wird wohl durch die Deionisierungszeit der Gastriode begrenzt. Diese aber beträgt nur etwa $2 \cdot 10^{-5}$ Sekunden. Es scheint also, als ob man mit dieser Schaltung jede zu Zählrohrmessungen nötige Auflösung erreichen könnte.

Die hier beschriebene Schaltung hat sich als sehr betriebssicher erwiesen, was damit zusammenhängt, daß keine der benutzten Spannungen genau eingestellt sein muß. So kann z. B. V_g zwischen $-7{,}5$ und -15 Volt und die Batteriespannung B zwischen 35 und 50 Volt ohne Gefahr variiert werden. Diese beiden Spannungen werden von Batterien geliefert. Alle übrigen Spannungen außer der Glühspannung der Röhren *III* und *IV*, die von einem Akkumulator kommt, werden vom Netz abgenommen.

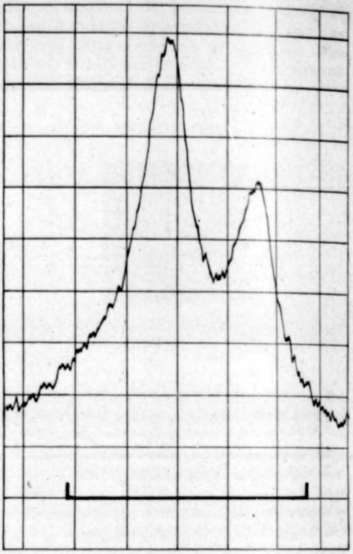


Fig. 5. Photometerkurve einer photographischen Aufnahme des $Ca\,K_\alpha$-Dubletts.

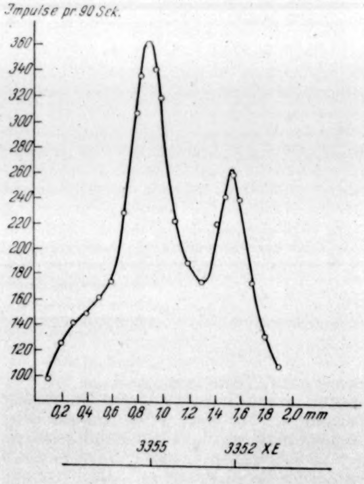


Fig. 4. Die Intensitätsverteilung des $Ca\,K_\alpha$-Dubletts.

Die Untersuchung der Intensitätsverteilung einer Linie wird nun in folgender Weise ausgeführt: Das Zählrohr mit Spalt wird so parallel verschoben, daß der Spalt sich über die Tangente (T, T_1 in Fig. 1) des Rowlandkreises bewegt. Die Intensität an den verschiedenen Stellen eines kleinen Gebietes wird dabei durch Zählen der Impulse bestimmt. Die Verschiebung des Zählrohres geschieht mit Hilfe einer Schraube (nicht gezeichnet in Fig. 1), die unter Aufrechterhaltung des Hochvakuums mittels eines Konus von außen gedreht werden kann.

In Fig. 4 ist als Abszisse die Verschiebung des Zählrohres bzw. die Wellenlänge und als Ordinate die Intensität der CaK_α-Strahlung in Impulsen pro Zeiteinheit aufgetragen. Die Kurve stellt ein Mittel aus drei verschiedenen Aufnahmen dar, wobei die Impulse in jedem Punkt während 90 Sekunden gezählt worden sind. Der Strom der Röntgenröhre betrug 3 mA und die Spannung war 5 kV. Die Spaltweite war bei diesen Messungen 30 μ. Zum Vergleich zeigt Fig. 5 die Photometerkurve einer photographischen Aufnahme desselben Dubletts.

Die Reproduzierbarkeit der Aufnahmen hat sich als sehr gut erwiesen. Das geht besonders daraus hervor, daß die kurze Meßzeit von 90 Sekunden pro Punkt ausreicht, um gut übereinstimmende Aufnahmen zu geben. Dies günstige Verhältnis ist natürlich der hohen Intensität, die man durch Verwendung eines gebogenen Kristalls erhält, zuzuschreiben.

Upsala, Physikalisches Institut der Universität, April 1938.

(Eingegangen 9. Mai 1938)

Die magnetische Suszeptibilität von Sm^{+++} in Abhängigkeit von der Temperatur zwischen 293° und 800° K

Von O. E. Frivold und L. Lunde

Die auf quantenmechanischer Grundlage von van Vleck verbesserte Hundsche Theorie des Paramagnetismus sagt unter anderem aus, daß die Magnetonenzahl des Samariumions bei 293° K etwa doppelt so groß sein muß, wie man nach Hund erwarten sollte. Diese Aussage wurde durch die Messungen bestätigt. Zweitens sagt die van Vlecksche Theorie beim Samariumion voraus, daß eine eigentümliche Abweichung vom Curieschen Gesetz bei höheren Temperaturen besteht. Der Theorie nach hat die Kurve, welche den Zusammenhang zwischen Suszeptibilität und Temperatur darstellt, ein Minimum bei etwa 400° K, worauf eine allmähliche Steigerung der Suszeptibilität folgt.

Messungen in dem hier in Betracht kommenden Temperaturbereich liegen von Cabrera und Duperier[1]) und von Sucksmith[2]) vor. Cabrera und Duperier haben die Suszeptibilität des Samariumoxyds im Temperaturbereich zwischen 293° K und 600° K gemessen und daraus die Suszeptibilität des Samariumions in demselben Temperaturbereich berechnet. In Fig. 1 findet man die Meßresultate graphisch dargestellt. Aus Kurve 4 geht hervor, daß die Suszeptibilität ein schwaches Minimum bei etwa 400° K besitzt. Ein derartiges Resultat geht auch aus den Messungen von Sucksmith hervor (Kurve 5). Das Minimum der Suszeptibilität befindet sich aber nach Sucksmith bei etwa 600° K. Die Diskrepanz zwischen den Messungen von Cabrera-Duperier und Sucksmith besteht auch darin, daß die Absolutbeträge der Suszeptibilitäten verhältnismäßig stark voneinander abweichen (bei 450° K etwa 16 Proz.).

Unter diesen Umständen sollte es von Bedeutung sein, die Theorie durch Suszeptibilitätsmessungen in einem möglichst großen Temperaturbereich weiter zu prüfen. Besonders war es von Bedeutung, das Minimum der χ-T-Kurve besser bestimmen zu können.

Für unsere magnetischen Messungen wurde ein sehr reines Präparat von Samariumoxyd, welches von Prof. v. Hevesy stammt, verwendet. Das Präparat, welches sich im Besitz von Dr. H. Bjørlykke befand, wurde uns freundlichst von ihm überlassen.

Meßmethode

Ein Weißmagnet mit Wasserkühlung stand für unsere Messungen zur Verfügung. Die Suszeptibilität wurde durch Messung der Kraft bestimmt, die ein inhomogenes Magnetfeld auf die Probe ausübt. Die Kraftmessung wurde mittels der Pendelmethode von G. Foex und R. Forrer mit elektromagnetischer Kompensation vorgenommen. Der Kompensationsstrom wurde durch Spannungsmessung (Whites Doppelpotentiometer) über einen Normalwiderstand bestimmt. Die in einem Glastubus eingeschmolzene Probe befand sich an dem elektrodynamisch kompensierten Pendel befestigt in einem elektrisch geheizten Ofen zwischen den Polstücken des Elektromagneten an der Stelle, wo $H_x \dfrac{\partial H_x}{\partial y}$ ein Maximum hat. Es wurde eine Feldstärke von etwa 10000 Orsted verwendet.

Als Eichsubstanz wurde entwässertes Manganchlorid p. a. verwendet. Die Suszeptibilität dieser Verbindung ist in einem größeren Temperaturgebiet besonders sorgfältig von

1) Siehe A. Frank, Phys. Rev. **39**, 122, 1932.
2) W. Sucksmith, Phil. Mag. **14**, 1115, 1932.

Tabelle I

Nr.	$T°(K)$	$\chi g \cdot 10^6$ Salz	$\chi \cdot 10^6$ Sm^{+++}	p_B	Nr.	$T°(K)$	$\chi g \cdot 10^6$ Salz	$\chi \cdot 10^6$ Sm^{+++}	p_B
1	284,0	5,724	1015	1,53	26	358,7	5,606	995	1,70
2	383,1	5,602	994	1,75	27	409,8	5,619	997	1,82
3	436,0	5,636	1000	1,88	28	477,7	5,666	1005	1,97
4	501,3	5,688	1009	2,02	29	521,9	5,710	1013	2,06
5	598,2	5,804	1029	2,23	30	560,9	5,759	1021	2,15
6	652,9	5,863	1039	2,34	31	616,9	5,825	1033	2,27
7	698,2	5,915	1048	2,43	32	660,9	5,871	1041	2,36
8	791,2	6,026	1068	2,61	33	698,2	5,911	1048	2,43
9	815,0	6,055	1073	2,66	34	813,2	6,051	1072	2,65
10	762,2	5,990	1062	2,55	35	763,6	5,993	1062	2,56
11	732,0	5,952	1055	2,50	36	732,0	5,947	1054	2,49
12	657,2	5,868	1040	2,35	37	683,5	5,892	1044	2,40
13	623,2	5,828	1033	2,28	38	588,3	5,792	1027	2,21
14	571,3	5,771	1023	2,17	39	420,2	5,631	999	1,84
15	483,2	5,671	1006	1,98	40	318,2	5,645	1001	1,60
16	457,5	5,651	1003	1,92	41	292,9	5,698	1011	1,55
17	344,4	5,611	996	1,66	42	288,7	5,716	1014	1,54
18	313,8	5,657	1004	1,59	43	306,2	5,671	1006	1,58
19	297,3	5,683	1008	1,55	44	322,2	5,641	1001	1,61
20	354,1	5,609	995	1,69	45	336,2	5,623	998	1,64
21	423,2	5,628	998	1,85	46	351,8	5,609	995	1,68
22	443,6	5,641	1001	1,89	47	367,2	5,606	995	1,72
23	468,2	5,660	1004	1,95	48	372,7	5,603	994	1,73
24	519,9	5,710	1013	2,06	49	389,2	5,604	994	1,77
25	292,0	5,700	1011	1,54	50	397,2	5,610	995	1,79

P. Theodorides[1]) bestimmt. Die Eichung wurde bei 19,5° C vorgenommen. Nach Angaben von Theodorides ist die Massensuszeptibilität von $MnCl_2$ bei dieser Temperatur $112{,}17 \cdot 10^{-6}$.[2])

Durch besondere Messungen konnte festgestellt werden, daß die Apparatkonstante im Temperaturbereich zwischen etwa 20° C und 400° C temperaturunabhängig war. Die Eichung des Pendels wurde fünfmal während der vorgenommenen Messungen mit Sm_2O_3 ausgeführt.

Die Temperatur der Probe konnte mittels eines geeichten Thermoelements aus Silber und Konstantan bestimmt werden. Die elektromotorische Kraft des Thermoelements wurde mittels der einen der zwei Meßdekaden des Whiteschen Potentiometers gemessen. Das Thermoelement wurde geeicht durch Vergleich mit einem mit Eichschein versehenen Widerstandsthermometer aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Der verwendete wassergekühlte elektrische Ofen war mit Chromnickeldraht bifilar bewickelt. Durch ein besonderes Wicklungsverfahren wurde für ein genügend flaches Temperaturmaximum im Ofen gesorgt. Um die Empfindlichkeit des Meßpendels nicht herabzusetzen, wurde das Thermoelement nicht auf dem Pendel befestigt, sondern so durch die Decke des Ofens gesteckt, daß sich die Lötstelle in der Nähe der Probe befand.

1) Arch. Sci. phys., 5. Periode, **3**, 139, 1921.

2) Es liegen auch Messungen der Suszeptibilität von $MnCl_2$ von Ishiwara vor (Sc. Rep. of the Tohoku Imp. Univ. **3**, 303). Der von Ishiwara angegebene Wert der Suszeptibilität bei 19,5° C ist etwa 3 Proz. kleiner als derjenige, welchen Theodorides gefunden hat. Es wurde deshalb entwässertes $MnCl_2$ p. a. mit unserer Meßanordnung neu gemessen, indem destilliertes Wasser als Eichsubstanz Verwendung fand. Bei diesen Messungen wurde ein Wert von $\chi_{MnCl_2} = 112{,}4 \cdot 10^{-6}$ (bezogen auf $\chi_{H_2O} = -0{,}720 \cdot 10^{-6}$) gefunden. Da aber unser Wert mit einer Genauigkeit von nur etwa 1 Proz. bestimmt ist, wurde die von Theodorides angegebene Suszeptibilität von uns verwendet.

Meßresultate

In Tabelle I findet man die Meßresultate tabellarisch zusammengestellt. In der ersten und zweiten Kolonne ist die Reihenfolge bzw. die Temperatur (abs.) T angegeben. Dann folgt die Massensuszeptibilität des Salzes, auf Vakuum bezogen[1]).

1) Um die Massensuszeptibilität des Samariumoxyds auf Vakuum zu beziehen, muß man unter anderem die Massensuszeptibilität der Luft in dem verwendeten Temperaturbereich kennen. Die Massensuszeptibilität der Luft bei verschiedenen Temperaturen wurde mittels folgender Formel berechnet:

$$\chi_{\text{Luft}} = \frac{23}{100}\chi_{O_2} + \frac{77}{100}\chi_{N_2},$$

wo

$$\chi_{O_2} = \frac{\chi_{O_2\,\text{Mol}}}{32}, \qquad \chi_{O_2\,\text{Mol}} = \frac{0{,}993}{T}$$

und

$$\chi_{N_2} = -0{,}27 \cdot 10^{-6}.$$

Die Dichte des Salzes wurde gleich 8 gesetzt (nach Angaben in Landolt-Börnsteins physikalisch-chemischen Tabellen).

In der vierten Kolonne stehen die Ionensuszeptibilitäten des Samariums ($\chi_{Sm^{+++}}$). Um die Ionensuszeptibilitäten des Samariums aus den Massensuszeptibilitäten des Samariumoxyds zu berechnen, muß für die Suszeptibilität des Sauerstoffs korrigiert werden. Da es nicht möglich war, χ_{A,O^2} aus experimentellen Angaben einwandfrei zu berechnen, wurde die von Angus[1]) theoretisch berechnete Atomsuszeptibilität $\chi_{A,O^2} = -11 \cdot 25 \cdot 10^{-6}$ für unseren Zweck verwendet.

In der fünften Kolonne findet man die Anzahl der Bohrschen Magnetonen p_B in üblicher Weise berechnet.

$$p_B = \frac{\sigma_0}{5564} \quad \text{wo} \quad \sigma_0 = \sqrt{3 R \chi_M \cdot T} \qquad (1)$$
$$= 2{,}839 \sqrt{\chi_M \cdot T}\,.$$

In Fig. 1, Kurve 3, findet man die Ionensuszeptibilität des Samariums in Abhängigkeit von der Temperatur nach unseren Messungen graphisch dargestellt.

Tabelle II gibt einen Vergleich zwischen unseren Resultaten und den Suszeptibilitäten, welche A. Frank theoretisch berechnet hat.

Bei Berechnung der angegebenen Ionensuszeptibilitäten des Samariums ($\chi_{Sm^{+++}}$) wurde ein Abschirmungsfaktor $\sigma = 33$ von A. Frank

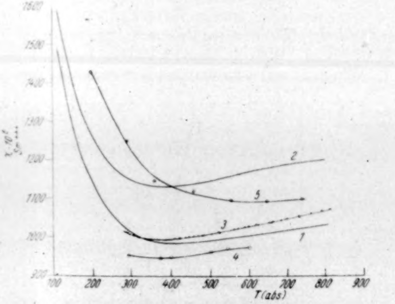


Fig. 1. Ionensuszeptibilität von Sm^{+++} in Abhängigkeit von der Temperatur (abs.).
Kurve 1 u. 2. Theoretisch berechnete Kurven von A. Frank. $\sigma = 33$, bzw. $\sigma = 34$. Kurve 3. Messungen von Frivold u. Lunde. Kurve 4. Messungen von Cabrera u. Duperier, Kurve 5. Messungen von Sucksmith.

verwendet. Die experimentellen Werte in Tabelle II wurden durch Interpolation aus der graphischen Darstellung genommen.

In der vierten Kolonne findet man den Unterschied zwischen den experimentell bestimmten

Tabelle II

$T°$ (K)	$\chi \cdot 10^6$ Sm^{+++} $\sigma = 33$	Experimentelle Werte	Δ	Δ in Proz.
293	1016	1011	− 5	− 0,5
375	989	995	+ 6	+ 0,6
400	983	995	+ 12	+ 1,2
500	993	1008	+ 15	+ 1,5
543	998	1017	+ 19	+ 1,9
600	1000	1028	+ 28	+ 2,7
800	1033	1069	+ 36	+ 3,4

und den theoretisch berechneten Suszeptibilitäten. In der fünften Kolonne ist derselbe Unterschied in Prozenten angegeben.

Die von A. Frank berechnete Kurve für $\sigma = 33$ findet man in Fig. 1, Kurve 1.

Zum Vergleich ist auch die von A. Frank mittels $\sigma = 34$ berechnete Kurve eingetragen (Fig. 1, Kurve 2). Aus Fig. 1 geht hervor, daß unsere Kurve diejenige ist, welche sich der von A. Frank für $\sigma = 33$ theoretisch berechneten am besten anschließt. Übrigens zeigt Fig. 1, Kurve 3, daß das experimentell bestimmte Minimum bei etwa 370° K liegt. Das Minimum, berechnet nach A. Frank, für $\sigma = 33$ liegt bei 440° K. Aus der graphischen Darstellung geht hervor, daß auch sonst systematische Abweichungen zwischen Theorie und Experiment bestehen. Da aber die Theorie für freie Ionen entwickelt ist, besteht die Möglichkeit, daß sich

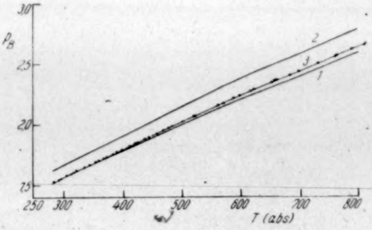


Fig. 2. Magnetonenzahl in Abhängigkeit von der Temperatur (abs.).
Kurve 1 u. 2. Theoretisch berechnete Kurven von A. Frank. $\sigma = 33$ bzw. $\sigma = 34$. Kurve 3. Messungen von Frivold u. Lunde.

die erwähnten Abweichungen aus der Wirkung der inneren elektrischen Felder erklären lassen.

Schließlich findet man in Fig. 2 die nach Formel (1) berechneten Magnetonenzahlen in Abhängigkeit von der Temperatur eingetragen (Kurve 3). p_B steigt beinahe proportional mit der Temperatur an. Aus der Figur geht hervor,

1) Proc. Roy. Soc. **136**, 574, 1932.

daß p_B stark temperaturabhängig ist. Das will aber nach Formel (1) besagen, daß bei Sm^{+++} eine starke Abweichung vom Curieschen Gesetz bebesteht.

Kurve 1 und 2 geben die der Theorie nach berechneten Magnetonenzahlen in Abhängigkeit von der Temperatur für $\sigma = 33$ (Kurve 1) und für $\sigma = 34$ (Kurve 2) wieder.

Aus der Figur geht hervor, daß die experimentelle Kurve sich am besten der theoretischen Kurve anschließt, welche für eine Abschirmungskonstante $\sigma = 33$ berechnet ist.

Oslo, Physikalisches Institut der Universität, April 1938.

(Eingegangen 10. Mai 1938)

Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Depolarisationsgrades von gasförmigem CO_2, N_2O und C_2H_2 [1])

Von R. Schmidt

1. Einleitung

Der Depolarisationsgrad ist ein Maß für die Anisotropie eines Moleküls; er ist eine charakteristische Größe für jede Substanz, die durch die Ladungsverteilung im Molekül bedingt ist. Danach könnte eine Änderung der Molekülform, etwa durch Zufuhr von Wärmeenergie, eine wenn auch voraussichtlich nicht starke Änderung des Depolarisationsgrades bedingen. Es ist deshalb interessant zu untersuchen, ob im Gaszustand ein Temperatureinfluß bei Molekülen, bei denen starke Änderungen der Ladungsverteilung mit der Temperatur vorliegen, vorhanden ist. Ein meßbarer Effekt könnte am ehesten bei Molekülen, bei denen die Schwingungsfreiheitsgrade weitgehend angeregt sind, auftreten. Aus diesem Grunde wurden Messungen mit den Gasen CO_2, N_2O, C_2H_2 vorgenommen.

2. Das Grundsätzliche der Meßmethode

Die Messungen werden mit der seit langem bekannten üblichen Anordnung ausgeführt. Dabei wird das unter 90° gestreute Licht durch ein doppelbrechendes Prisma in zwei zueinander senkrecht schwingende Komponenten aufgespalten und auf einer photographischen Platte abgebildet. Das Intensitätsverhältnis dieser beiden Bilder liefert den Depolarisationsgrad. Die Versuche werden bei verschiedenen Temperaturen, aber stets bei konstant gehaltener Molekülzahl ausgeführt; die Ergebnisse der Meßwerte an einer Füllung bei verschiedenen Temperaturen sind untereinander mit guter Genauigkeit vergleichbar; diese relativen Werte sind für unsere Fragestellung in erster Linie von Interesse. Mit Ausnahme der Messungen 1 und 2 bei Kohlensäure sind für jede Temperatur zwei Aufnahmen angefertigt worden, einmal in Richtung steigender, das andere Mal in Richtung fallender Temperatur. Bei diesen Messungen ist von vornherein innerhalb eines kleinen Temperaturintervalles keine Änderung des Depolarisationsgrades zu erwarten, infolgedessen wurde die Temperatureinstellung nur in einem Bereich von etwa ±3° C eingehalten. Die bei verschiedenen Füllungen erhaltenen Werte kann man nur dann miteinander vergleichen, wenn man ihre absoluten Werte bestimmt. Dazu gehört die genaue Kenntnis der in der Fehlerdiskussion im einzelnen aufgeführten Größen, ihre Genauigkeit ist wesentlich geringer als die der Messung des Temperaturganges (vgl. Abschnitt 8).

Trotz der bekannten Nachteile des konvergenten Lichtes gegenüber parallelem wurde es wegen seiner größeren Intensität benutzt, zumal die Konvergenz bei relativen Werten weniger störend ist als bei der Ermittlung von absoluten (2). Volkmann (4) mußte, obwohl er mit Druck arbeitete, noch besondere Anordnungen treffen, um die Messungen mit parallelem Lichte subjektiv ausführen zu können. Sämtliche Werte wurden mit Hilfe der Gansschen (3) Formel auf unendliche Beleuchtungsapertur umgerechnet und auf die verschiedenen Fehler korrigiert, worüber später Einzelheiten mitgeteilt werden.

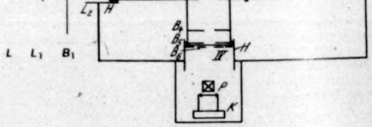


Fig. 1. Versuchsanordnung.

3. Die Versuchsanordnung (Fig. 1)

Für die Untersuchungen wurde ein aus Mannesmannrohr bestehendes, horizontal liegendes Kreuzrohr benutzt, dessen 4 Arme genau senkrecht zueinander standen; ihre Abmessungen waren: I. Länge (jeweils von der Mitte

1) Leipziger Dissertation.

aus gemessen) 16 cm, Durchmesser 5,15 cm; II. Länge 45 cm, Durchmesser 7,0 cm; III. Länge 30 cm, Durchmesser 5,15 cm; IV. Länge 10 cm, Durchmesser 7,0 cm. Die Öffnungen der Arme I und IV waren durch 7 mm starke, möglichst wenig doppelbrechende Spiegelglasscheiben abgeschlossen. Damit der Abschluß sicher gasdicht wurde, war in die Scheiben eine etwa 3 mm tiefe Nut eingeschliffen und am Rohrflansch an der entsprechenden Stelle eine Feder angebracht worden. Glasscheiben und Rohrflansche wurden durch eine Überwurfmutter zusammengepreßt, als Dichtung zwischen beiden fand Gummi Verwendung (Fig. 2). Auf die übrigen Rohröffnungen waren Kegel aus Temperguß aufgesetzt;

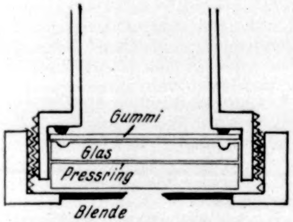


Fig. 2. Dichtung der Verschlußplatten.

Schliff und Überwurfmutter gewährten eine vakuumdichte Verbindung der beiden Teile. Die inneren Rohrwände wurden nicht geschwärzt, weil bei höheren Temperaturen durch Verdampfung des Bindemittels und durch Abbröckeln der Schwärzungssubstanz Verunreinigungen eintraten.

Als Lichtquelle (L) diente eine Bogenlampe (Stromstärke 15 A.); das von ihr ausgehende natürliche Licht gelangte über die Linse L_1 zur Blende B_1. Diese Blende hatte einen Durchmesser von 2 mm, der kleiner als das von L_1 erzeugte Bild der Lichtquelle war, und stand im Brennpunkt von L_1. Die Linse L_2, deren Fassung als Blende ausgenutzt wurde, brachte den Lichtstrahl konvergent durch die Blenden B_2 und B_3 ins Rohrinnere. Das gestreute Licht gelangte durch die Blenden B_4, B_5 und B_6 in die Meßanordnung, die aus einem doppelbrechenden Prisma (P) und einer Kamera (K) (f 5 cm, 1:2) bestand. B_4 und B_5 mit einem Durchmesser von 2 cm, befanden sich innerhalb des Rohres 7,5 bzw. 10 cm von der Mitte entfernt; B_6 hatte eine Öffnung von 1,4 cm, sie lag außerhalb des Rohres dicht an der Glasscheibe. Die kreisförmigen Blenden B_2, B_3, B_4, B_5 und B_6 verhinderten den Eintritt von Fremdlicht in die Meßanordnung. V_1 und V_2 sind Ventile, durch die die Gase an- und abgesaugt werden konnten; damit war es möglich, die Apparatur von Staubteilchen zu befreien.

Das Untersuchungsrohr befand sich in einer heizbaren Kiste. Mit 3 Heizgittern konnte die das Rohr umgebende Luft und damit das Rohr selbst auf die gewünschte Temperatur gebracht werden. Zwei Seitenwände der Kiste erhielten Durchbohrungen für die Arme I und IV. Auf diese Arme war je ein elektrischer Heizofen (H) aufgeschoben. Der Kistendeckel hatte 4 Öffnungen. Durch zwei von ihnen führten die Stutzen der Ventile V_1 und V_2, eine dritte enthielt einen Toluolregler (R), der ins Innere der Kiste reichte und die Temperatur mit einer Genauigkeit von $\pm 0{,}5^\circ$ C regelte; die 4. Öffnung nahm ein Kontrollthermometer (Th) auf, dessen Fadenende etwa 1 cm herausragte.

L_1, B_1 und L_2 sowie die Meßanordnung waren auf Zeißschienen außerhalb der Heizkiste angebracht.

4. Die Justierung der Apparatur

Die Justierung der Apparatur ging in nachstehender Reihenfolge vor sich:

a) Mit Hilfe einer Wasserwaage wurden das Kreuzrohr und die Zeißschienen horizontal gelagert.

b) Die Zeißschienen wurden genau in der Verlängerung der Achsen der Rohrarme I und IV befestigt. Um dabei größte Genauigkeit zu erreichen, wurden die Rohrmitten der 4 Arme und die Mitten der im Schnitt dreieckigen Zeißschienen durch herabhängende Fäden festgelegt. Bei Beobachtung mit einem nur in horizontaler Ebene drehbaren, mit Fadenkreuz versehenen Fernrohre konnten dann je 3 zusammengehörige Fäden zur Deckung gebracht werden.

c) Mit dem gleichen Fernrohre wurden der Lichtkrater, die durch Fäden gekennzeichneten Mitten aller Linsen, Blenden, Glasscheiben, die Meßanordnung und der Lichtstrahl im Rohrinnern so eingestellt, daß alle Teile gleiche Höhe hatten.

d) Für den zentrischen Verlauf des Primärstrahles im Rohrinnern sorgten die Blenden B_2, B_3 sowie die Fassung der Linse L_2.

e) Das doppelbrechende Prisma (P) wurde mit Hilfe eines herabhängenden Fadens justiert. Dabei wurde das Prisma so lange gedreht, bis beide Fadenbilder vollständig zur Deckung gebracht waren.

Jeder neuen Meßreihe ging eine Kontrolle der Anordnung in der beschriebenen Weise voran.

5. Die Ausführung einer Messung

Das unter 90° gestreute Licht wurde durch ein doppelbrechendes Prisma in zwei senkrecht zueinander schwingende Komponenten zerlegt.

Beide Bilder wurden auf einer photographischen Platte festgehalten, anschließend photometriert und in Intensitäten durch Vergleich mit Schwärzungsmarken umgewertet. Fig. 3 zeigt eine Aufnahme an C_2H_2 als Beispiel.

Für die Aufnahmen fanden Spektral-blau-ultrarapid-Platten – eine Sonderanfertigung der Agfa – Verwendung, die sich durch eine sehr hohe Empfindlichkeit für blaues Licht auszeichnen. Durch ihre Verwendung verringerte sich die Belichtungszeit gegenüber handelsüblichen Platten auf etwa den fünften Teil. Um möglichst eindeutige Meßergebnisse zu erzielen, d. h. um zu vermeiden, daß die „Schwänze" der Kurven in den unteren flacheren Teil der Plattencharakteristik zu liegen kamen, wurden die Platten 1 Minute vorbelichtet, dadurch erzielte man eine Schwärzung von 0,102, die gerade den Schwellenwert überstieg. Zur Herstellung von Intensitätsmarken wurde mit parallelem Licht die Schwärzung eines kontinuierlichen Ilfordkeiles auf eine Platte der gleichen Art wie die zu den Messungen benutzten kopiert. Damit man zugleich eine Kontrolle der Plattencharakteristik hat, wurde diese Platte nicht vorbelichtet. Der Entwicklungs- und Fixiervorgang war selbstverständlich für diese wie für alle übrigen Platten der gleiche (Hydrochinon, Entwicklungszeit 3 Minuten, t 18° C).

Fig. 3. Photometerkurve einer C_2H_2-Aufnahme.

Es zeigte sich, daß bei einer Belichtungszeit von etwa $3^1/_2$ Stunden für jede Aufnahme die Schwärzungen der beiden Komponenten ausschließlich im geradlinigen Teile der Plattencharakteristik lagen; dort aber darf man die Schwärzungen statt der Intensitäten miteinander vergleichen. Dieses Auswertungsverfahren ist jedoch nur dann, wenn die Schwärzungen beider Bilder annähernd gleich groß sind, mit guter Genauigkeit auszuführen. Um dies zu erreichen, wurde in die Kamera vor der photographischen Platte ein Filter eingebracht, das aus einem spannungsfreien Deckgläschen bestand, dessen eine Hälfte durch Kathodenzerstäubung mit einer Platinschicht überzogen worden war. Das Filter war in der Kamera so angeordnet, daß es die stärkere der beiden Komponenten auf etwa ein Sechstel ihrer Lichtstärke reduzierte. Der Schwächungsfaktor wurde photographisch-photometrisch zu 1 : (6,57 ± 0,01) bestimmt.

Bei den so aufeinander abgestimmten Aufnahmen wurden die von den Photometerkurven eingeschlossenen Flächen als Maß für die Intensitäten betrachtet. Die Flächen wurden mit dem Planimeter ermittelt. Die Genauigkeit der Flächenmessung konnte durch Erhöhung des Übersetzungsverhältnisses über 1 : 20 hinaus nicht mehr gesteigert werden, sie nahm erst wesentlich ab, wenn man unter 1 : 10 kam. Jede Fläche wurde dreimal ausgewertet, die abgeschwächte Komponente mit dem ermittelten Faktor multipliziert und der Mittelwert aus den 3 Messungen zur Bestimmung des Depolarisationsgrades ϱ benutzt.

6. Die Füllung

Das Füllen der Apparatur mit dem Gase geschah in folgender Weise. Das Untersuchungsrohr wurde ausgepumpt und darauf das mit der Pumpe verbundene Ventil V_2 geschlossen. Nach Öffnung des Ventils V_1 nahm das Gas seinen Weg von der Bombe bzw. vom Erzeugungsbehälter zur Waschung und Trocknung durch eine mit konzentrierter Schwefelsäure gefüllte Waschflasche. Von dort gelangte es zu einem Wattefilter, das die Gase von Staubteilchen befreite. Das Filter bestand aus einem 15 cm langen Glaszylinder, dessen eine Hälfte mit Rohwolle, dessen andere Hälfte mit Glaswolle ausgefüllt war. Zuletzt strömte das Gas durch eine zweite Trockenvorrichtung, eine in einer Kältemischung (CO_2-Azeton) stehende Waschflasche, in das Kreuzrohr. Das Absaugen und Wiederfüllen wurde 20mal hintereinander vorgenommen. Dann ließ ich das Gas 2 Stunden lang ganz langsam, ohne Staub aufzuwirbeln, durch das Rohr hindurchströmen; das Ventil 2 war dabei mit einer mit konzentrierter Schwefelsäure gefüllten Flasche gegen Außenluft abgeschlossen. Dieser Füllvorgang war für alle Gase und vor jeder neuen Meßreihe der gleiche, er ersetzte die vorhandene Luft im Kreuzrohr praktisch vollständig durch das zu untersuchende Gas. Die Meßaufnahmen erfolgten stets erst 24 Stunden nach der Füllung, weil Beobachtungen mit der Lupe gezeigt hatten, daß erst nach dieser Zeit während einer Beobachtungsdauer von 30 Minuten größere Staubteilchen nicht mehr wahrnehmbar waren.

7. Die Fehlerquellen

Über die Fehlerursachen bei der Bestimmung des Depolarisationsgrades liegen umfangreiche und sehr sorgfältige Untersuchungen vor (2, 4, 5). Für unsere Anordnung sind folgende Punkte besonders zu erwähnen.

a) Der Lichtkrater einer Bogenlampe ist keine feststehende Lichtquelle; er zeigt vielmehr eine ständige Bewegung, die allerdings auf einen sehr kleinen Raum beschränkt bleibt. Um den Einfluß dieser Bewegung auf die Messung nach Möglichkeit auszuschalten, wurde die Blende B_1 mit einem Durchmesser von 0,2 cm in den Strahlengang gebracht. Ihre Öffnung, die im Bildpunkt des Lichtkraters stand, stellte für die Linse L_2 eine neue Lichtquelle dar, die bedeutend weniger schwankte. Diese geringen, mit dem Auge nicht wahrnehmbaren Schwankungen haben keinen Einfluß auf die Meßergebnisse. Die Abweichung von der Beobachtungsrichtung senkrecht zum Primärstrahl beträgt im Maximum 0,25°; der Einfluß ist proportional $\sin^2 0{,}25°$, d. h. der dadurch bedingte Fehler ist zu vernachlässigen. Geringe Intensitätsschwankungen sind unvermeidlich, aber ohne Bedeutung, da der Depolarisationsgrad nicht von der Intensität abhängt.

b) Die Anordnung und Größe der Blenden und der Abschluß der Rohrarme II und III mit Kegeln verhinderten den Eintritt von Fremdlicht in die Meßanordnung und sorgten für einen genügend schwarzen Hintergrund.

c) Staub im Kreuzrohr war, wie bereits erwähnt, mit einer Lupe nicht mehr wahrnehmbar. Dennoch können kleine nicht mehr sichtbare Staubteilchen in etwa gleicher Zahl und Größe vorhanden gewesen sein, die aber, wie aus der Gleichmäßigkeit der Meßwerte zu erkennen ist, keinen Einfluß auf die Ergebnisse haben.

Damit auch die infolge eines Temperaturgefälles nach den Glasscheiben zu auftretenden Strömungen keinen Staub aufwirbeln, wurden Heizöfen über die Arme I und IV gewickelt und die Blende B_6 zur gleichmäßigen Erwärmung der Glasscheibe unmittelbar an diese angedrückt.

d) Um den Einfluß der Wellenlänge des Primärlichtes auf den Depolarisationsgrad zu prüfen, wurde in den Primärstrahl ein Flüssigkeitsfilter (Kupfer-Ammoniaklösung) gebracht, das nur einen Bereich von 350–470 mμ durchläßt (6). Innerhalb der Fehlergrenzen konnte keine Abhängigkeit des Depolarisationsgrades von der eingestrahlten Wellenlänge festgestellt werden. Gans (7, 8) findet allerdings bei Untersuchungen an Flüssigkeiten eine Änderung des Depolarisationsgrades in verschiedenen Spektralbereichen.

e) Bekanntlich wächst die Gefahr einer Verschleierung der Platte bei Temperatursteigerung (9). Um diese Erscheinung herabzumildern, wurde an der Rückseite der Kassette eine Wasserkühlung angebracht und erreicht, daß die Temperatur der Platte während einer Meßreihe etwa 18–25° C betrug.

f) Bei höheren Temperaturen besteht die Gefahr, daß die Ergebnisse durch die von der Glasscheibe vielleicht ausgehende rote Strahlung (Herscheleffekt) gefälscht werden. Zur Kontrolle wurden deshalb mit CO_2 2 Aufnahmen von je $3^1/_2$ Stunden Belichtungszeit bei einer Temperatur von $20° \pm 3°$ C gemacht. Nach dieser Zeit wurde die Temperatur auf 75° C erhöht und die bereits belichtete Platte blieb nochmals $3^1/_2$ Stunden unter gleichen Bedingungen ohne weitere Belichtung stehen. Die Verhältnisse, die bei den eigentlichen Aufnahmen gleichzeitig vorliegen, sind also hier nacheinander erzeugt worden. Es ergab sich kein Unterschied; man braucht also auf den Herscheleffekt nicht zu achten.

g) Das Planimetrieren bedingt eine Unsicherheit von etwa 5 Proz. für die Einzelmessungen.

h) Die Linse L_2 liefert keinen Brennpunkt, sondern eine Brennlinie von ungefähr 3 mm Länge. Die Aufnahmen einer Meßreihe wurden nun so photometriert, daß der Lichtstrahl des Photometers bei allen Aufnahmen mit einer Genauigkeit von $\pm 0{,}5$ mm die gleiche Stelle der Schwärzungen passierte. Auf die Ergebnisse der Einzelmessungen ist der Fehler daher ohne Einfluß.

i) Um den Einfluß der Deckgläser abzuschätzen, wurde der Depolarisationsgrad von CCl_4 bestimmt, dem wegen seiner symmetrischen Struktur ein nahezu verschwindender ϱ-Wert zukommt. Cabannes gibt für ϱ den Wert $0{,}5 \pm 0{,}04$ Proz. an, während man aus dem Kerreffekt weiß, daß der Wert $< 0{,}15$ Proz. (14) sein sollte. Die Versuchsbedingungen wurden mit einer Ausnahme – an die Stelle der Gummidichtung trat eine Bleidichtung, weil CCl_4 Gummi angreift – eingehalten. Durch die weniger elastische Dichtung standen die Scheiben höchstens unter größerer Spannung als bei den eigentlichen Messungen. Bei einer Temperatur von $95° \pm 3°$ C mußte sich also erweisen, ob in den Gläsern Spannungen auftreten, die das Ergebnis wesentlich verändern. Im Kreuzrohre herrschte Atmosphärendruck; die Belichtungszeit betrug 35 Minuten. Als Mittelwert des Depolarisationsgrades ergab sich $0{,}39 \pm 0{,}10$ Proz.; das ist etwas weniger als Cabannes angibt, wenn auch größer als der aus dem Kerreffekt folgende. Aus diesem Ergebnis darf man schließen, daß der durch Spannung im Glas hervorgerufene Fehler sicher recht klein ist.

k) Der als Dichtung gebrauchte Gummi zeigte in bezug auf seine Farbe und Elastizität nach einer Meßreihe keine Veränderungen. Es kann deshalb angenommen werden, daß er bei höheren Temperaturen keine chemischen Bestandteile abgegeben hat, die zur Verunreinigung der Gase führen müßten.

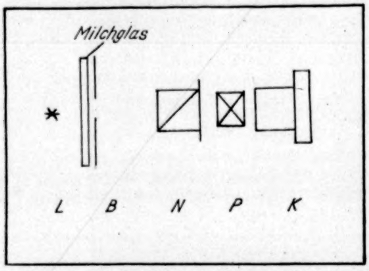


Fig. 4. Bestimmung des Prismenfaktors.

l) Ein doppelbrechendes Prisma wird wegen der verschiedenen Brechung natürliches Licht im allgemeinen nicht in zwei genau gleiche Komponenten zerlegen und kann dadurch Fehler bei der Bestimmung des absoluten Wertes des Depolarisationsgrades verursachen. Deshalb wurde das bei den Messungen verwendete Prisma auf zwei Arten einer Prüfung unterzogen:

α) Eine 4-Volt-Lampe wurde hinter die Mitte einer kreisförmigen bis auf einen Spalt verdeckten Milchglasscheibe gebracht (Fig. 4) (4). Vor dem Spalte stand das doppelbrechende Prisma und anschließend daran die Kamera. Die Entfernungen der Einzelteile und die Höhe ihrer Mitten entsprachen genau den Abmessungen, die die Teile während der Messungen in der Apparatur hatten. Dann wurden 3 Aufnahmen angefertigt, derart, daß die Lichtquelle jedesmal um 120° gedreht wurde. Das Ergebnis aus 3 solchen Aufnahmen ist aber nicht eindeutig, denn für den Fall, daß der Quotient aus den 3 Ergebnissen von 1 abweicht, ist die Frage, ob die Lichtquelle oder das Prisma fehlerhaft ist, nicht geklärt.

β) Es wurde nun eine 2. Methode benutzt, die darauf beruhte, daß das durch das Prisma gehende Licht erzwungenes natürliches Licht war. In der beschriebenen Anordnung wurde deshalb zwischen die Lichtquelle und das doppelbrechende Prisma ein mit einem Teilkreis versehenes Nicol (N) (Fig. 4) gebracht. Das Nicol wurde zuerst so eingestellt, daß es die Horizontalkomponente vollkommen auslöschte. Die Stellung des Teilkreises wurde vermerkt. Dann wurde das Nicol so weit gedreht, daß die Vertikalkomponente restlos ausgelöscht war; die Teilkreisstellung wieder vermerkt. Zuletzt wurde das Nicol genau in die Mitte der beiden Teilkreisstellungen eingestellt und eine Aufnahme gemacht. Das Verhältnis der beiden Schwärzungen auf der Platte gibt dann den Prismenfaktor.

Beide Methoden brachten den gleichen Wert: 1,66; sie wichen nur um 0,7 Proz. voneinander ab.

CO_2 Absolutwert: 8,4 Proz. ± 1,2 Proz. Literaturmittelwert nach **Stuart**: 7,24 Proz. ± 0,3 Proz. (13)

	20° ± 3°	40° ± 3°	52° ± 3°	60° ± 3°	86° ± 3°	100° ± 3°
1. Messung	8,0 ± 0,4*)		8,1 ± 0,4*)			8,0 ± 0,5*)
2. Messung	8,0		8,8			8,5
3. Messung	7,9 7,8	7,8 7,8		8,1 8,3		
Mittelwert	7,85	7,8		8,2		
4. Messung	8,7 *CuF* 9,1 *CuF* 9,4 8,7 *HE*			8,6		
Mittelwert	9,0					
5. Messung	8,5 *CuF* 8,1 8,4 7,9 *HE*	8,9 8,5		9,2 8,0	8,0 7,9	
Mittelwert	8,3	8,7		8,6	7,95	
Gesamtmittelwert	8,4	8,25	8,45	8,45	7,95	8,25

Die Abkürzungen *CuF* und *HE* bedeuten: Filter aus Kupfer-Ammoniaklösung und Herscheleffekt.

*) Als Beispiel für die innere Genauigkeit bei der Auswertung durch Planimetrieren sind bei der ersten Meßreihe die Streuungen bei mehrfacher Bestimmung angegeben.

Die Vertauschungsmethode von Volkmann (4) wurde nicht angewandt, weil es in erster Linie darauf ankam, relative Werte zu ermitteln. Zudem werden sich die örtlichen Verschiedenheiten der Intensität des Primärstrahles, hervorgerufen durch Intensitätsschwankungen der Lichtquelle, während einer Belichtungszeit von $3^1/_2$ Stunden etwa ausgleichen.

Auf Grund der Abschnitte 5 und 8g ergibt sich für die Einzelmessung der Relativwerte ein Fehler von etwa 5 Proz.; für die Mittel der absoluten Werte auf Grund des Abschnitts 2 etwa 10 Proz.

8. Die Meßergebnisse

Die Tabellen geben die Depolarisationsgrade in Prozenten. Innerhalb einer Meßreihe sind die Absolutwerte mit der oben angegebenen Genauigkeit von 5 Proz. vergleichbar, von Meßreihe zu Meßreihe sind sie erheblich weniger sicher, da hierbei noch verschiedene Korrektionsfaktoren hinzutreten.

Kohlensäure

Das Gas wurde aus fester Kohlensäure der Leunawerke gewonnen. Die in festem CO_2 enthaltenen Verunreinigungen sind nach einem Gutachten der I. G. Farbenindustrie A. G. Frankfurt/Main: Gehalt an fremden Gasen unter 0,1 Proz. Prüfung auf Rückstand: ... 60 g Kohlensäureschnee hinterlassen beim freiwilligen Verdunsten keinen sichtbaren und wägbaren Rückstand. Prüfung auf Verunreinigungen: 250 g der festen Kohlensäure wurden unter destilliertem Wasser verflüchtigt. Die Prüfung des Wassers auf einen Gehalt an schwefliger Säure, Schwefelwasserstoff und Schwermetallen blieb negativ. Organische und empyreumatische Stoffe waren nicht nachzuweisen. Tabelle siehe S. 578, unten.

Stickstoffoxydul N_2O

Das Gas wurde einer Bombe von Schering und Kahlbaum A.-G., Berlin, entnommen. Nach Moser ist das Gas frei von Stickstoff und Sauerstoff. Es enthält nur Spuren von Stickoxyd, Kohlensäure und Wasser.

N_2O Absolutwert: 12,2 Proz. ± 1,0 Proz. Literaturmittelwert nach Stuart: 10,2 Proz. ± 0,4 Proz. (13)

	20° ± 3°	40° ± 3°	60° ± 3°	86° ± 3°
1. Messung..	12,4	12,0	12,4	12,4
	12,1	12,7	11,9	12,4
Mittelwert..	12,25	12,35	12,15	12,4
2. Messung..	11,9	11,8	12,2	12,3
	12,5	12,0	11,8	12,0
Mittelwert..	12,3	11,9	12,0	12,15
Gesamtmittelwert	12,25	12,1	12,1	12,25

Azetylen C_2H_2

Das Gas stammte aus einer von C. H. Boehringer Sohn, Nieder-Ingelheim, gelieferten Bombe. Nach Angaben der Firma darf das als Narcylen bezeichnete Produkt nicht mehr als 1 : 100000 Schwefelwasserstoff, 1 : 500000 Phosphorwasserstoff und 1 : 1000000 Arsenwasserstoff enthalten. Die Menge des Azetons, die zusammen mit dem Azetylen verdampft, ist beträchtlich. Sie ist abhängig vom Druck in der Bombe und beträgt nach Feststellung durch die Lieferfirma bei einer Entnahmegeschwindigkeit von 600 Liter pro Stunde, einer Temperatur der Bombe von 22 bis 24° C und 23 atü in der Bombe etwa 5 g pro 600 Liter. Die entsprechenden Daten, die für unsere Untersuchungen Geltung haben, sind: Entnahmegeschwindigkeit 10 Liter pro Stunde, Temperatur der Bombe 17—20° C, 22 atü, also weniger als $^1/_2$ Proz. Azeton.

Weder die im Gase enthaltenen Verunreinigungen noch das mitverdampfte Azeton, dürften darnach die Versuchsergebnisse beeinflußt haben.

C_2H_2 Absolutwert: 4,8 Proz. ± 0,8 Proz. Literaturmittelwert nach Stuart: 4,5 Proz. (13)

	20° ± 3°	40° ± 3°	60° ± 3°	86° ± 3°
1. Messung..	4,8	5,1	4,7	5,0
	5,1	4,5	5,2	5,6
Mittelwert..	4,95	4,8	4,95	5,3
2. Messung..	4,4	4,5	4,6	5,0
	4,7	4,7	4,8	4,7
Mittelwert..	4,55	4,6	4,7	4,85
Gesamtmittelwert	4,75	4,7	4,8	5,1

Tetrachlorkohlenstoff CCl_4

Die Substanz wurde von Schering und Kahlbaum als reines Präparat geliefert und ohne besondere Reinigung benutzt.

CCl_4 Absolutwert: 0,39 Proz. ± 0,10 Proz. Literaturmittelwert nach Stuart: 0,5 Proz. (13)

	96° ± 3°
1. Messung	0,43*)
2. Messung	0,34**)

Bei der Messung*) wurde ein Filter benutzt, dessen Schwächungsverhältnis 1 : (4,91 ± 0,01) betrug. Der zweite Wert**) von 0,34 ± 0,02 Proz. gibt den Depolarisationsgrad an, der bei der Prüfung der Apparatur mit CCl_4 am Ende aller Versuchsreihen erhalten wurde. Das bei der zweiten Messung verwendete Platinfilter ist das gleiche, mit dem die starken Komponenten sämtlicher Aufnahmen geschwächt worden sind, es hatte also ein Schwächungsverhältnis von 1 : (6,57 ± 0,01).

Bei allen Substanzen zeigen die Versuche innerhalb der Meßgenauigkeit keine Abhängigkeit des Depolarisationsgrades von der Temperatur, die um etwa 30 Proz. nach oben hin geändert wurde; auch die Moleküle mit starker Anregung der inneren Schwingungen lassen keine Anzeichen einer Änderung erkennen.

Bei den Untersuchungen von Rao (1) an Flüssigkeiten liegen die Verhältnisse wesentlich anders. Dort ist die Abnahme des Depolarisationsgrades bei steigender Temperatur eine Folge der zunehmenden Unordnung der Moleküle, hervorgerufen durch die thermische Bewegung. Ein etwa vorhandener kleiner Effekt in der von uns gesuchten Richtung würde durch diesen groben Effekt verdeckt werden. Im gasförmigen Zustande ist aber die Beeinflussung durch benachbarte Moleküle so klein, daß hier der Depolarisationsgrad und seine eventuelle Änderung für das Molekül als solches charakteristisch sind.

Die Absolutwerte für CCl_4, CO_2 und N_2O stimmen gut mit den Werten anderer Autoren überein (10). Für C_2H_2 liegen bisher nur 2 Werte vor: Parthasaraty gibt 4,52 Proz. (11) an, was zu unserem Wert gut paßt, während der von Strutt (12) 1918 gemessene Wert wohl sicher als zu groß angesehen werden darf.

9. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Temperaturabhängigkeit des Depolarisationsgrades von Gasen experimentell untersucht. Die Messungen wurden mit der bekannten Anordnung, einem Kreuzrohr, unter Benutzung konvergenten Lichtes photographisch an CO_2, N_2O und C_2H_2 vorgenommen, es wurde bei etwa 20, 40, 60 und 85° C gemessen. Bei einer Temperaturänderung von ungefähr 30 Proz. der absoluten Temperatur tritt keine Änderung des Depolarisationsgrades innerhalb der Fehlergrenze von ±5 Proz. auf.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Leipzig ausgeführt. Herrn Prof. Dr. Dr. h. c. P. Debye bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stetes Interesse an ihrem Fortgange zu aufrichtigem Dank verpflichtet. Ebenso danke ich Herrn Dr. L. Bewilogua recht herzlich für viele wertvolle Ratschläge, durch welche er die Arbeit förderte.

Literaturverzeichnis

1. Ramachandra Rao, Indian Journ. of Phys. **2**, 7, 1927/28.
2) J. Cabannes, Journ. de Phys. **4**, 429, 1923.
3) R. Gans, Phys. Zeitschr. **28**, 661, 1927.
4) H. Volkmann, Annalen d. Phys. (5) **24**, 457, 1935.
5) J. Cabannes, Journ. de Phys. 7, 338, 1926.
6) Simon und Suhrmann, Lichtelektr. Zellen, 207, 1932.
7) R. Gans, Zeitschr. f. Phys. **17**, Heft 6, 1923.
8) R. Gans, Zeitschr. f. Phys. **30**, Heft 4/5, 1924.
9) Georg v. Dalezki, Zeitschr. f. wissenschaftl. Photographie **18**, 233.
10) J. Cabannes, La Diffusion moleculaire de la Lumiere, 87, 1929.
11) Parthasaraty, Ind. Journ. of Phys. **7**, 139, 1932.
12) R. J. Strutt, Proc. roy. Soc. **95**, 155, 1918.
13) Eucken-Wolf, Hand- u. Jahrbuch der chem. Phys. **8**, 36, 1936.
14) Eucken-Wolf, Hand- u. Jahrbuch der chem. Phys. **8**, 50, 1936.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 26. Februar 1938).

Magnetische Eigenschaften dünner aufgedampfter Eisenschichten

Von K. R. Dixit

Einleitung

Die Heisenbergsche Theorie des Ferromagnetismus und die experimentelle Bestimmung der magnetischen Momente von Einzelatomen zeigen, daß Eisen und seine Nachbarn leicht magnetisierbar sind, nicht, weil die Atome besonders magnetisch sind, was durchaus nicht der Fall ist, sondern weil die Atome die merkwürdige Neigung haben, große Gruppen zu bilden[1]). Nehmen wir an, diese Atomgruppen seien Würfel, dann würde die mittlere Kantenlänge eines solchen Würfels von der Größenordnung 10^{-4} cm sein. Natürlich sind die Schwankungen um diesen Mittelwert sehr groß. Wäre es möglich, Eisen in einem solchen Zustand zu bekommen, daß die Größe der meisten dieser Würfel klein gegen 10^{-4} cm wäre, dann sollte man erwarten, daß die Eigenschaften eines solchen Aggregates verschieden wären von denen des normalen Eisens mit größeren Gruppen. So kann man oberhalb der paramagnetischen und ferromagnetischen Curie-Punkte annehmen, daß die Suszeptibilität verschwindet, weil die thermischen Schwingungen die Bildung so großer Gruppen verhindern. Kann man nun Eisen bei normalen Temperaturen so herstellen, daß keine Neigung zur Bildung großer Gruppen besteht, so erscheint es natürlich, daß die magnetischen Eigenschaften von solchem Eisen verschieden von denen des normalen Eisens sind. Man weiß schon lange, daß die Atome in dünnen Metallschichten, die auf einer vollkommen glatten Fläche niedergeschlagen

1) K. K. Darrow, The Bell System Techn. Journ. **15**, 224—247, 1936.

wurden, sich so verhalten, als wären sie in einem flüssigen oder gasähnlichen[1,2]) Zustand. Überlegungen dieser Art ließen erwarten, daß dünne Eisenschichten andere magnetische Eigenschaften zeigen als kompaktes Eisen. Die vorliegende Arbeit soll über derartige Untersuchungen berichten.

Frühere Arbeiten

Die magnetischen Eigenschaften zerstäubter, aufgedampfter und elektrolytisch niedergeschlagener Schichten aus Eisen, Nickel und Kobalt sind von vielen Forschern untersucht worden. Peacock[3]) beobachtete, daß die Hall-Konstanten von Filmen (6 bis 270 mμ) aus ferromagnetischen Metallen größer sind als für massive Metalle. Sorensen[4]) untersuchte die magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Schichten auf Zinn und Aluminium; er fand, daß die Magnetisierung unabhängig von der Kristallgröße und der Dicke der Schicht ist. Oesterle[5]) beobachtete, daß für elektrolytisch hergestellte Nickelfolien die Magnetisierung sich ändert, aber nicht in systematischer Weise mit der Dicke. Elenbaas und Pepye[6]) untersuchten die Koerzitivkraft elektrolytisch hergestellter Eisen- und Nickelfolien (0,2 bis 20 μ). St. Procopiu[7]) findet ein kontinuierliches Anwachsen der Koerzitivkraft mit abnehmender Dicke bis herab zu 47 mμ für elektrolytisch hergestellte Folien. Aron[8]) stellte fest, daß durch Kathodenzerstäubung gewonnene Nickelfolien unmagnetisch sind, während durch Verdampfung im Vakuum hergestellte Schichten andere Eigenschaften zeigen, sie sind von Anfang an ferromagnetisch und verdoppeln ihre Magnetisierung, wenn man sie ein paar Tage liegen läßt.

Apparatur und Resultate

Die dünnen Schichten wurden durch Verdampfung von Eisen auf frisch gespaltenen Glimmer erzeugt, die Verdampfung erfolgte im Vakuum (10^{-4} mm *Hg*). Das Eisen wurde entweder in einer Wolfram-Spirale geschmolzen oder es wurde von einem dicken Eisendraht verdampft. Die Dicke des Niederschlags wurde durch Wägung des Glimmerstückes vor und nach der Verdampfung bestimmt; der Niederschlag bedeckte ungefähr eine Fläche von 15 cm². Diese Bestimmungsmethode setzt voraus, daß der Niederschlag gleichmäßig ist; das wird um so mehr der Fall sein, je größer der Abstand des verdampfenden Eisens vom Glimmer ist. Die Dicke der Folie wird ungefähr auf 20 Proz. genau angebbar sein.

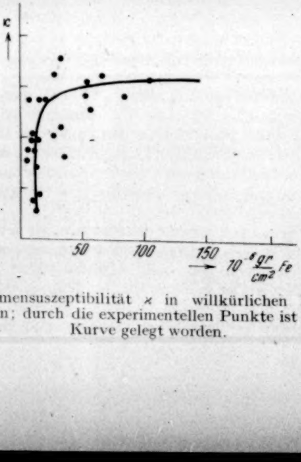
Man sollte von so dünnen Folien glauben, daß sie in Luft sehr rasch oxydieren, es wurde jedoch beobachtet, daß dünne Folien (10^{-6} cm), die auf frisch gespaltenen Glimmer niedergeschlagen wurden, nicht wesentlich oxydierten, selbst wenn man sie der Luft aussetzte, wenn man sie nur in einem Exsikkator oder wie ein Diapositiv zwischen 2 Glasplatten aufbewahrt. Dickere Folien auf Glimmer oder sogar dünnere auf Glas oxydieren sehr schnell. Spaltet man den Glimmer, nachdem die Folie schon niedergeschlagen war, so beschleunigt das die Oxydation. Der Grad der Oxydation wurde aus der Farbe beurteilt. Mit Röntgenstrahlen konnte man nicht arbeiten, da die Schichten zu dünn sind, Elektronenbeugungsaufnahmen kann man schlecht bekommen, weil sich die Glimmerstücke aufladen, Elektronenbilder in Durchstrahlung erfordern sehr dünne Schichten, und wenn man den Glimmer auf die richtige Dicke spalten will, so oxydiert der Film, wie man an der Farbe feststellen kann. Diese Unsicherheit über die Natur des Niederschlags ist der am wenigsten befriedigende Teil der Experimente. Zwei Eisenfolien, eine $3 \cdot 10^{-6}$ cm und die andere $1,1 \cdot 10^{-5}$ cm dick, wurden zwischen zwei Glasplatten gebracht. Die dickere oxydierte fast vollkommen innerhalb 10 Stunden, während die dünnere ihren metallischen Glanz behielt, selbst nachdem sie 4 Monate lang Monsunwetter ausgesetzt war. Ähnliche Beobachtungen macht man an dünnen Aluminiumschichten bei Spiegeln in astronomischen Observatorien. Der elektrische Widerstand dieser dünnen Folien von 10^{-6} cm ist von der Größenordnung 10^7 Ohm, während man ungefähr 1 Ohm berechnet. Das kommt vielleicht daher, daß die Dicke der Folien kleiner ist als die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Eisen. Der Widerstand dickerer Folien (ungefähr $2 \cdot 10^{-5}$ cm) ist ungefähr genau so groß wie der berechnete.

Die magnetischen Eigenschaften wurden mit einem Torsionsmagnetometer untersucht, wobei ein Feld von 360 Gauß benutzt wurde. Die Schicht wurde in einem kleinen Kupfernetz befestigt und an einem Glasfaden im Feld aufgehängt; es wurde mit Spiegel und Skala

1) K. R. Dixit, Phil. Mag. **16**, 1049–1064, 1933.
2) S. Rama Swamy, Proc. Ind. Acad. Sci. **4**, 656–660, 1936.
3) H. B. Peacock, Phys. Rev. **27**, 474–483, 1926.
4) A. J. Sorensen, Phys. Rev. **24**, 658–665, 1924.
5) K. M. Oesterle, Zeitschr. f. Elektrochemie **35**, 505–518, 1929.
6) Elenbaas und Pepye, Zeitschr. f. Phys. **76**, 829–848, 1932.
7) St. Procopiu, Journ. Phys. Radium **5**, 199 bis 206, 1934.
8) Aron, C. R. **200**, 228–230, 1935.

gearbeitet. Alle Ablesungen wurden in der Hauptlage gemacht, in der die Folienebene einen Winkel von ungefähr 11° (0,2 Radian) mit der Feldrichtung einschließt. Nachdem die Folie in diese Lage gebracht war, wurde das Feld eingeschaltet. In diesem Fall ist der Korrektionsfaktor für die Demagnetisierung Null und die Volumensuszeptibilität ist der Ablenkung der Folie im Feld, dividiert durch deren Dicke, proportional. Wir mußten als Unterlage wegen der Oxydation Glimmer benutzen, obwohl er anisotrop ist. Alle Glimmerstücke wurden von demselben Glimmer abgespalten. Die Ablenkungen im Feld wurden für 2 Richtungen notiert, z. B. vertikal und horizontal; für die Ablenkung des Glimmers allein wurde eine Korrektion angebracht.

Schichten, die dicker sind als 200 Atome, ergeben übereinstimmende Resultate und sind ganz isotrop; sie stellen sich im Feld so ein, daß der Winkel θ zwischen Folie und Feldrichtung abnimmt. Einige der dicken Folien zeigten auch Hysterese-Erscheinungen. Von den dünnen Folien zeigen einige magnetische Anisotropie; da diese größer ist als die des Glimmers, muß man sie den Folien selbst zuschreiben. Das mag daher kommen, daß bei den dünnen Schichten die Eisenatome in einem Gitter angeordnet sind, das dem des Glimmers ähnlich ist, oder aber die dünnen Folien sind so etwas wie ein Einkristall, oder die Kristallkörner sind orientiert. Außerdem wurden einige der dünnen Folien so im magnetischen Feld abgelenkt, daß der Winkel θ größer wird; wir wollen solchen Folien eine negative Suszeptibilität zuschreiben. Derartige Folien wurden auch in ein schwaches inhomogenes Feld gebracht, es zeigte sich, daß sie weder angezogen noch abgestoßen wurden. Das beweist, daß sie nicht stark magnetisch sind, wahrscheinlich wegen der kleinen Zahl von Atomen in der Schicht.



Volumensuszeptibilität $\varkappa$ in willkürlichen Einheiten; durch die experimentellen Punkte ist eine Kurve gelegt worden.

Die Ergebnisse sind in der Figur zusammengefaßt, wobei für die anisotropen Folien nur die kleineren Werte der Suszeptibilität eingetragen wurden; aber auch, wenn man die größeren Werte verwendet, bleibt der Charakter der Kurve ungeändert. Es sieht so aus, als ob die dünnen Eisenschichten ihre magnetischen Eigenschaften zu ändern beginnen, wenn sie ungefähr 100 Atome dick sind, während diese Veränderung für Schichten mit 30 Atomen Dicke ihre Grenze erreicht. Die Experimente erlauben uns aber nicht, vorauszusagen, ob eine bestimmte Schicht z. B. mit 50 Atomen Dicke positive oder negative Suszeptibilität zeigt, dabei ist dem Wert negative Suszeptibilität kein besonderer Sinn beigelegt.

Die Versuche sind nur vorläufige, sie werden mit dünnen Schichten aus Eisen, Nickel und Kobalt fortgesetzt; dabei soll größere Sorgfalt auf die Bestimmung der wirklichen Beschaffenheit der Schicht und der magnetischen Anisotropie der dünnen Folien gelegt werden.

Die Arbeit wurde während des Sommers 1937 in dem „Physics Department of the Indian Institute of Science" ausgeführt. Ich möchte gern Sir C. V. Raman für die Erlaubnis danken, in seiner Abteilung arbeiten zu dürfen, ebenso danke ich Herrn N. Anantnavayan, der eine Zeitlang mit mir in der Absicht arbeitete, die Versuche fortzusetzen.

Ahmedabad, Gujarat College, 15. September 1937.

(Eingegangen 25. März 1938)

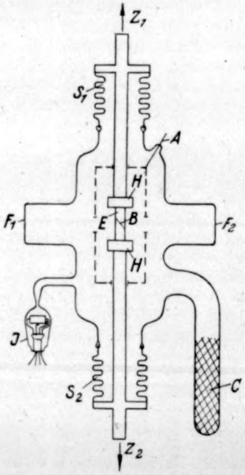
Verfahren zur Herstellung einkristalliner Spaltflächen von Metallen im Hochvakuum und seine Aussichten auf die Untersuchung gegenwärtiger Fragen der Oberflächenphysik

Von Werner Kluge

Massive metallische Oberflächenschichten von optimaler Reinheit werden heute meist durch thermische Verdampfung im Hochvakuum hergestellt. Dieses Verfahren versagt bei schwer verdampfbaren Metallen. Hier arbeitet man dann mit kathodisch zerstäubtem Material oder mit Folien bzw. Drähten, die im Hochvakuum elektrisch ausgeglüht werden können. In der Regel liegen dann vielkristalline Oberflächenschichten vor, wenn man von Folien mit Walzstruktur oder von einkristallinen Drähten einzelner Metalle absieht. Dieser vielkristalline Zustand erschwert durch die Mitwirkung der Korngrenzflächen die Untersuchung verschiedener physikalischer, insbesondere elektronischer

und optischer Vorgänge an der Oberflächenschicht. Er macht die Versuchsbedingungen unübersichtlich und kann unter Umständen das Vorhandensein einfach gearteter Elementarvorgänge verdecken. Das Streben nach einer Ordnung an der unmittelbaren Oberfläche kann nun dadurch verwirklicht werden, daß man die einkristallinen Spaltflächen von Metallkristallen zur Untersuchung heranzieht. Ein Weg hierzu ist das Bloßlegen dieser Spaltflächen im Hochvakuum durch mechanische Kräfte. Die experimentelle Verwirklichung dieses Gedankens, an der seit April 1937 gearbeitet wird, soll im folgenden beschrieben werden[1]).

Das Grundsätzliche des zur Anwendung kommenden Verfahrens besteht in der Spaltung eines stabförmigen zylindrischen Einkristalles durch Zugkräfte im Hochvakuum und in einer zeitlich unmittelbar daran anschließenden Messung des jeweils in Frage stehenden Vorganges an den bloßgelegten spiegelnden Spaltflächen. Das hierzu entwickelte Versuchsgefäß ist in der nebenstehenden Abbildung schematisch zur Darstellung gebracht, wobei eine Beschränkung auf das Prinzipielle vorgenommen ist. Die bisherigen Versuche wurden an Zink ausgeführt. Die verwendeten einkristallinen zylindrischen Stäbe waren vorher in einer gesonderten Hochvakuumapparatur hergestellt worden. Die Stäbe besaßen einen für die lichtelektrische Untersuchung erforderlichen Durchmesser von 5–6 mm, konnten aber unter geeigneten Bedingungen auch mit größeren Querschnitten hergestellt werden. Es gelingt bei solchen Einkristallen wahlweise die Basis- oder die Prismenfläche des hexagonalen Gitters bloßzulegen[2]). Der einkristalline Metallstab wird zu diesem Zweck an seinen Enden im Versuchsgefäß fest gehaltert. Nach erfolgter Evakuation kann dieser Stab, vermöge der an beiden Enden vorgesehenen elastischen Einschmelzungen, durch Zug gespalten werden. Die hierzu von außen wirkenden Zugkräfte können stetig durch ein Hebelsystem vermittelt und gesteigert werden. Der Charakter der verwendeten Einschmelzung läßt dabei sehr hohe Zugkräfte zu. Die nach der erfolgten Spaltung möglicherweise auftretenden mechanischen Schwingungen des Vakuumgefäßes werden von den elastischen Einschmelzungen aufgenommen und ausgeglichen. Am Vakuumgefäß ist in Höhe der zu erwartenden Spaltung ein Lichteintritts- und -austrittsfenster für lichtelektrische und metalloptische Messungen an der Spaltfläche vorgesehen. Ein schachtförmiger Ansatz, der mit Adsorptionskohle gefüllt ist und der dauernd in flüssige Luft taucht, sorgt für die Aufrechterhaltung eines optimalen Vakuums. Dieses kann schließlich noch mit einem Ionisationsmanometer laufend beobachtet werden. Die bisher am Zink ausgeführten Spaltversuche können wahrscheinlich mit Erfolg auch auf Wismut und Kadmium ausgedehnt werden. Die durch den Charakter der verwendeten Einschmelzung erlaubten sehr hohen Zugkräfte lassen gegebenenfalls noch eine Reihe anderer Metalle zur Untersuchung zu. Man wird natürlich auch Spaltflächen anderer Körper, z. B. von isolierenden Ionenkristallen für irgendwelche Zwecke bloßlegen können. Mit einem Gefäß der geschilderten Bauart können im Prinzip bereits lichtelektrische und metalloptische Messungen an einkristallinen



Apparatur zur Herstellung und Untersuchung einkristalliner Spaltflächen von Metallen im Hochvakuum.

E = einkristalliner Metallstab; H = zugehörige Halterung; B = Spaltfläche (Kathode); $Z_{1,2}$ = Zugstangen; $S_{1,2}$ = elastische Einschmelzungen; A = Anode; $F_{1,2}$ = plane Lichteintritts- und -austrittsfenster; C = Adsorptionsgefäß; J = Ionisationsmanometer.

1) Im Verlaufe dieser Versuchsarbeiten ist im November 1937 in der Phys. Rev. **52**, 1200, 1937 eine Mitteilung von Daniels und Colby erschienen, in der über eine Untersuchung des Kontaktpotentials von in gutem Vakuum frisch erzeugten Bruchflächen von Zinkeinkristallen berichtet wird. Der Bruch der Metalleinkristalle erfolgt dort durch eine im Hochvakuum arbeitende elektromagnetische Apparatur.

2) Über alle Einzelheiten der bisher ausgeführten Versuche erscheint demnächst eine ausführlichere gemeinsame Veröffentlichung mit H. Steyskal.

metallischen Spaltflächen ausgeführt werden. Ebenso sind Messungen über Adsorptionserscheinungen möglich. Einen etwas erhöhten apparativen Aufwand innerhalb des Gefäßes werden Untersuchungen über Sekundärelektronenemission und Elektronenbeugung erfordern.

Im folgenden wird nun eine Diskussion vorgenommen, in welchem Maße das geschilderte Verfahren einen Fortschritt bei der Untersuchung der soeben aufgezählten Fragen der Oberflächenphysik erhoffen läßt.

1. Oberflächenphotoeffekt

Die bisher im allgemeinen großen Unterschiede in der Übersichtlichkeit der Versuchsbedingungen zwischen metallischer Oberfläche (äußerer Photoeffekt) und isolierendem Kristall (innerer Photoeffekt) werden durch das oben beschriebene Verfahren beseitigt oder zumindest herabgemildert[1]). Es ist weiterhin anzunehmen, daß die Untersuchungen an einkristallinen Oberflächen die Erscheinung des normalen Photoeffektes besser verstehen lassen werden als an vielkristallinen. Hierzu gehören auch Untersuchungen über die Winkelverteilung und Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen. Der Einfluß der Atomabstände auf die Größe der Austrittsarbeit[2]) wird an beiden Spaltflächen von hexagonalen Kristallen, etwa wie Zink[3]), genauer meßbar als bisher. Das von der hochentwickelten Elektronenoptik[4]) gelieferte anschauliche Material kann auf diese Weise durch zahlenmäßige Angaben über die wahre Größe der Austrittsarbeit bei verschiedener Orientierung der Kristalle vervollständigt werden.

2. Optische Konstanten

Die optischen Konstanten von Metallen wurden bisher fast ausschließlich an polierten Proben von vielkristallinem Material an der Luft bestimmt. Dabei wurde der optisch spiegelnde Charakter der Oberfläche durch Poliermittel erzwungen. Wir müssen heute annehmen, daß jedes Polierverfahren eine gittermäßige Verformung[5]) der unmittelbaren Oberflächenkristallite hervorruft und darüber hinaus mit großer Wahrscheinlichkeit eine Einlagerung des Poliermittels in der Oberflächenschicht zur Folge hat. Es ist dann verständlich, wenn in den Meßergebnissen der einzelnen Autoren ziemlich große Abweichungen zu verzeichnen sind[1]). Das oben vom Verfasser im Prinzip dargestellte Versuchsgefäß wird nunmehr die Messung der wahren optischen Konstanten an den Spaltflächen des Metalleinkristalles ermöglichen. Die metalloptische Messung kann dabei mit einer zeitlich parallelen Messung des Photoeffektes verbunden werden.

3. Adsorptionserscheinungen

Die in Frage stehenden einkristallinen Spaltflächen bilden weiterhin definiert geartete Ausgangsoberflächen für das Studium von Adsorptionserscheinungen. Die Wirkung der durch die Adsorption von Gasen oder Dämpfen veränderten Oberflächen wird dabei wiederum am besten durch die „lichtelektrische Meßsonde" verfolgt. Es können so aus dem Adsorptionsvorgang und der damit verbundenen veränderten Elektronenemission wechselseitige Schlüsse gezogen und der Zustand der Gesamtoberfläche vollständiger als bisher charakterisiert werden[2]). Die Tatsache, daß bei der vorliegenden Versuchstechnik von einer optimal reinen und strukturell übersichtlich gearteten Oberfläche ausgegangen wird, ermöglicht es, die von Schottky begründete Dipoltheorie unter diesen Bedingungen erneut zu beleuchten.

4. Sekundärelektronenemission

Das Studium der Sekundärelektronenemission hat in jüngerer Zeit, angeregt durch die Fragestellungen der Technik, erneute Bedeutung gewonnen[3]). Für den Elementarprozeß der Sekundäremission besteht zur Zeit noch keine befriedigende Erklärung. Es ist aber anzunehmen, daß dieser beim Einkristall sicher eher einer Aufklärung zugeführt werden kann als beim Vielkristall mit seinen schwer aufdeckbaren Einflüssen der Kristallitkorngrenzen[4]). Für eine Reihe weiterer Fragen wird mit dem geschilderten Verfahren ebenfalls der experimentelle Schlüssel gegeben. Hierzu gehören unter anderem die Existenz einer optimalen Kristallgröße für die Sekundäremissionsausbeute, der Einfluß des Einfallwinkels des Primärstrahles, der Zusammenhang zwischen Austrittsarbeit und Sekundäremissionsausbeute.

1) Vgl. hierzu R. W. Pohl, Naturwissenschaften **14**, 214, 1926.

2) W. Schottky, Handbuch der Experimental-Physik, Wien-Harms **13**, 2. Teil, 54.

3) A. Nitzsche, Ann. d. Physik **17**, 963, 1932.

4) H. Busch und E. Brüche, Beiträge zur Elektronenoptik, Leipzig 1937. Aufsatz von R. Suhrmann, S. 61.

5) G. Beilby, Aggregation and Flow of Solids Macmillan 1921; F. Kirchner, Ergebn. d. exakt. Naturw. (1932) 112.

1) Vgl. hierzu: G. Pfesdorf, Ann. d. Phys. **81**, 907, 1926.

2) H. de Boer, Electron Emission and Adsorption Phenomena, Cambridge 1935.

3) R. Kollath, Phys. Zeitschr. **38**, 202, 1937.

4) Bisher liegen an einkristallinen Flächen nur vereinzelte Arbeiten vor. Vgl. z. B. S. R. Rao, Proc. roy. Soc. London (A) **128**, 57, 1930.

5. Elektronenbeugung

Die Zuordnung der Elektroneninterferenzen, die nach Reflexion von „langsamen" Elektronen unterhalb 500 Volt Primärgeschwindigkeit an Einkristalloberflächen beobachtet werden, hat gezeigt, daß die gewöhnlichen Interferenzgleichungen der Röntgenstrahlen zur Bestimmung nicht mehr ausreichen. Man war zur Einführung eines Brechungsindex für Elektronenwellen bzw. eines inneren Potentials[1]) des Metallkristalls gezwungen. Die bisher bekannt gewordenen Absolutwerte für dieses innere Potential müssen wohl als unsicher betrachtet werden, was im wesentlichen an den experimentellen Schwierigkeiten[2]) liegt, ungestörte glatte Oberflächen von Metalleinkristallen für eine derartig komplizierte Fragestellung zu erhalten. Eine im Hochvakuum erzeugte einkristalline Spaltfläche muß demgegenüber zuverlässigeres experimentelles Material zur Bestimmung dieser Größe liefern. Es sollte sich dabei ergeben, ob dieses innere Potential eine Konstante ist oder ob es einen Gang mit der de Broglie-Wellenlänge des Elektrons aufweist. Die gleichzeitige Messung der lichtelektrischen Austrittsarbeit an derselben Oberfläche wird es dann ermöglichen, festzustellen, ob inneres Potential und Austrittsarbeit mit der kinetischen Energie der Leitungselektronen in dem von der Sommerfeldschen Theorie der Metalleitung geforderten Zusammenhange stehen.

Zusammenfassung

Es wird ein Verfahren beschrieben, das die Herstellung einkristalliner Spaltflächen von Metallen im Hochvakuum ermöglicht. Das Verfahren ist bei Zink bereits mit Erfolg angewendet worden und gestattet dort wahlweise die Bloßlegung der Basis- und der Prismenfläche. Die Aussichten dieser Methode auf das Studium der wichtigsten gegenwärtigen Fragen der Oberflächenphysik werden besprochen.

1) I. C. Davisson und L. H. Germer, Phys. Rev. **30**, 705, 1927.
2) Th. Schoon, Metallwissenschaft **17**, Nr. 8 203, 1937.

Berlin, Laboratorium der AEG-Fabrik, Drontheimer Straße.

(Eingegangen 10. Mai 1938).

Eine Methode für absolute Messung der Kerrkonstanten mit Wechselspannung

Von Y. Björnståhl

Nach dem von Kerr[1]) gefundenen Gesetz gilt $\Delta = 2\pi B l E^2$, wo Δ die Phasenverschiebung, l die Länge der Kondensatorplatten, E die Feldstärke und B die sogenannte Kerrkonstante bedeutet. Die Feldstärke E ist in einer Schicht zwischen den Kondensatorplatten in vielen Medien bei Gleichspannung infolge von Polarisationseffekten nicht eindeutig durch die Potentialdifferenz zwischen den Platten und deren Abstand bestimmt. Um diese Störungen zu vermindern, ist man zu Wechselfeldern übergegangen. Bei einem solchen hielt man die direkte Beobachtung der Doppelbrechung nicht für möglich wegen des Aufeinanderfolgens der verschiedensten Effekte während jeder Periode. Man hat den Ausweg intermittierender Belichtung gewählt; das Licht passiert die Flüssigkeit lediglich bei maximaler Feldstärke[2]). Schließlich begnügte man sich mit relativen Messungen nach einer von Des Coudres[3]) angegebenen Methode. Eine mit einer Normalsubstanz gefüllte Zelle wird in den Strahlengang gebracht; das Feld in ihr bildet einen Winkel von 90° mit dem der Meßzelle und wird verändert, bis Kompensation eintritt. So erhält man Aufklärung über das Verhältnis der Doppelbrechungen in der Versuchsflüssigkeit und in dem Normalmedium.

Eine absolute Messung der elektrischen Doppelbrechung mittels Wechselspannung läßt sich indessen auch in folgender Weise ausführen. Man nehme an, das Feld in der Kerrzelle bilde einen Winkel von 45° mit dem Hauptschnitt der Polarisationsprismen. Hat das elektrische Feld die Größe $E = E_0 \cos \omega t$, wo t die Zeit und ω die Winkelfrequenz bedeutet, so variiert die Phasenverschiebung mit der Zeit nach dem Ausdruck $\Delta_0 = k E_0^2 \cos^2 \omega t$, wo $k = 2\pi B l$. In den Strahlengang wird ein Kompensator mit der Phasendifferenz δ eingeschaltet, z. B. ein Soleilkompensator oder ein Stokesscher Kompensator. Außerdem wird ein Halbschatten, der der Einfachheit wegen als abgeglichen angenommen sei, verwendet[4]). Sehen wir vorläufig von der Wirkung des Halbschattens ab, so beträgt die resultierende Phasendifferenz, nachdem das Licht sowohl Zelle wie Kompensator passiert hat,

1) J. Kerr, Phil. Mag. **50**, 337, 1875.
2) R. Lucas & M. Schwab, Journ. de Phys. (VII) 4, 286, 1933.
3) Vers. d. Ges. deutscher Naturforscher und Ärzte 1893 (II) S. 67.
4) Siehe z. B. L. B. Tuckermann, Univ. of Nebraska Studies **9**, Nr. 2, 1909.

$\Delta = kE_0^2 \cos^2 \omega t - \delta$. Die Intensität des aus dem zweiten Nicol austretenden Lichtes wird

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Delta}{2},$$

wo I_0 die des einfallenden Lichtes ist.

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{1}{2}(kE_0^2 \cos^2 \omega t - \delta).$$

Als Indikator — Meßinstrument für die Intensität — werde eine Anordnung verwendet, die auf einen Mittelwert der schwankenden Intensität anspricht.

Wir bilden den Mittelwert

$$I_m = \frac{1}{T}\int_0^T I\,dt; \quad \text{wo} \quad \omega T = 2\pi$$

$$I_m = \frac{I_0}{2\pi}\int_0^{2\pi} \sin^2 \frac{1}{2}(kE_0^2 \cos^2 z - \delta)\,dz.$$

Die Zulässigkeit der vorstehenden Mittelwertsbildung hängt natürlich ganz und gar von der Wahl des Indikators für die Messung der Lichtintensität ab. Für eine photographische Methode z. B. ist der Ausdruck nicht anwendbar.

Bedient man sich des Auges zur Beurteilung der Lichtintensität, d. h. zur Integrierung dieser regelmäßig wiederkehrenden Lichtimpulse, so liegt die Sache anders.

Übersteigt die Frequenz der Lichtimpulse die sogenannte Verschmelzungsfrequenz, so ist die Intensität scheinbar konstant. Die physiologische Empfindlichkeit ist proportional zur Lichtmenge pro Zeitintervall, vorausgesetzt, daß dieses größer ist als die Periode des Lichtimpulses. Diese Beziehung, das sogenannte Talbotsche Gesetz, ist mit großer Genauigkeit von Lummer und Brodhun[1]) bestätigt worden. Ist S der Reiz und m eine Konstante, so wird $S = \frac{m}{T}\int_0^T I\,dt$; oder $S = mI_m$; der Reiz ist proportional dem Mittelwerte I_m.

Unter der Voraussetzung, daß der Halbschatten abgeglichen ist, erhält man die Einstellung für das Minimum von I_m, d. h. für einen Wert δ, welcher der Beziehung entspricht

$$\frac{\partial I_m}{\partial \delta} = \frac{I_0}{2\pi}\frac{\partial}{\partial \delta}\int_0^{2\pi} \sin^2 \frac{1}{2}(kE_0^2 \cos^2 z - \delta)\,dz = 0.$$

1) Z. f. Instr.-K. **16**, 299, 1896.

Für kleine Werte von Δ gilt:

$$\frac{\partial I_m}{\partial \delta} = -kE_0^2 + 2\delta = 0;$$

$$\delta = \frac{kE_0^2}{2};$$

und

$$\frac{I_m}{I_0} = \frac{k^2 E_0^4}{32}.$$

Nach Entfernung des Kompensators (und des Halbschattens) erhält man eine Intensität

$$\frac{I'_m}{I_0} = \frac{3}{32}\cdot k^2 E_0^4;$$

mit anderen Worten, man erhält nicht vollkommene Auslöschung bei der Kompensation, sondern nur Herabsetzung auf ein Drittel. Der Umstand, daß die Auslöschung nicht vollständig ist, bewirkt, daß die Einstellungsgenauigkeit nicht dieselbe Größe hat wie bei Verwendung von Gleichspannung. Ein variabler Halbschatten wäre von Vorteil.

Setzen wir in den Ausdruck $\delta = \frac{kE_0^2}{2}$ die effektive Spannung $E_{\text{eff}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}$, sowie $k = 2\pi Bl$ ein, so ergibt sich für die Kerrkonstante $B = \frac{\delta}{2\pi l E_{\text{eff}}^2}$, mit anderen Worten, man erhält einen analogen Ausdruck wie für Gleichspannung. Zu beachten ist, daß der Ausdruck nur dann diese einfache Gestalt hat, wenn die Phasendifferenzen klein sind. Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Methode ist natürlich Sinusform der Spannungskurve.

Da der Methode ein physiologisches Phänomen zugrunde liegt, schien es mir von Interesse, dessen Theorie zu verifizieren. Das geschah durch Messung der Phasendifferenz sowohl mit Gleichspannung wie mit Wechselspannung, und zwar an einer Flüssigkeit (Schwefelkohlenstoff), die keine Polarisationsanomalien zeigt[1]). Die Messungen wurden mit einer Zelle ausgeführt, deren Kondensatorplatten 10 cm lang waren und einen Abstand von 0,547 cm hatten. Die Spannung wurde in beiden Fällen mittels eines statischen Voltmeters nach Starke-Schröder gemessen. Die Wechselspannung lieferte der Sekundärkreis eines Hochspannungstransformators, dessen Primärwicklung über einen Reguliertransformator von der Netzspannung mit 50 Hertz gespeist

1) Die Messungen wurden gemeinsam mit Dr. O. Snellman ausgeführt. Einige orientierende Versuche mit Wechsel- und Gleichspannung sind schon früher von A. Cotton und H. Mouton [Journ. de Phys. (V) **1**, 28, 1911] gemacht.

wurde. Die Spannungskurve wurde oszillographisch untersucht und als sinusförmig befunden. Die Phasenmessungen erfolgten nach der Methode von Brace.

Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe. Mittels eines Grünfilters wurde ein Spektralgebiet ausgeschnitten, das einem Wellenlängengebiet in der Nähe von 540 mμ entsprach.

Das Ergebnis ersieht man aus Tabelle I, in welcher die effektive Spannung (V) in Kilovolt, die Phasendifferenz Δ' in Minuten angegeben ist. Wie aus der Tabelle hervorgeht, besteht gute Übereinstimmung; der Unterschied zwischen Δ'/V^2 für Wechselspannung und Gleichspannung ist geringer, als den Versuchsfehlern entspricht.

Tabelle I

V	$\frac{\Delta'}{V^2}$	
	=	~
2,1	3,00	3,00
4,1	3,08	3,00
5,18	3,09	3,08
7,71	3,05	3,05

Für exakte Bestimmung der Konstanten B mit Wechselstrom dürfte genauere Messung der Spannung erforderlich sein, etwa mit Hilfe eines Meßtransformators. Weiterhin soll auch streng monochromatisches Licht angewendet werden.

Die benutzte Versuchsanordnung bietet die Möglichkeit eines Vergleichs der Phasenverschiebung im Wechselfeld und Gleichspannungsfeld und stellt sich als eine sehr empfindliche Einrichtung zur Entscheidung der Frage dar, ob der Potentialabfall in der Flüssigkeit linear verläuft oder ob Anomalien auftreten. Im zweiten Falle findet man einen Unterschied der Effekte mit Gleich- oder Wechselspannung. So ergaben sich für Chlorbenzol, eine Flüssigkeit, die manche dielektrische Anomalien zeigt, die Werte nach Tabelle II. Die Versuchsanordnung war die gleiche wie im vorerwähnten Falle.

Tabelle II

V ~	$\frac{\Delta'}{V^2}$	V =	$\frac{\Delta'}{V^2}$
3,6	9,6	3,6	8,5
4,6	9,5	4,79	8,7
5,2	9,5	7,09	8,8

Die Werte von Δ'/V^2 in einem Gleichspannungsfeld liegen etwa 10 Proz. tiefer als die in einem Wechselfelde, weil im ersten Falle die Polarisationseffekte Zeit zur Ausbildung eines nichtlinearen Gradienten haben.

Die oben skizzierte Methode zur absoluten Bestimmung der Phasendifferenz bei elektrischer Doppelbrechung ist offensichtlich bequem; irgendwelcher Hilfseinrichtungen, z. B. Synchronisierungsanordnungen, bedarf sie nicht. Ihre Begrenzung liegt in der verminderten Halbschattenempfindlichkeit.

Sie ist auch von Interesse aus physiologischen Gesichtspunkten, da sie für sehr genaue Ermittlung des Gültigkeitsgebietes des Talbotschen Gesetzes Anwendung finden kann.

Zusammenfassung

Die Beziehungen zwischen der durch ein elektrisches Wechselfeld in einer Flüssigkeit hervorgerufenen Doppelbrechung und der Kerrkonstanten werden erörtert. Es wird gezeigt, daß es möglich ist, mit Wechselspannung eine absolute Messung der Kerrkonstanten auszuführen. Eine Voraussetzung ist die Gültigkeit des Talbotschen Gesetzes.

Upsala, Physikalisch-Chemisches Universitätslaboratorium, im März 1938.

(Eingegangen 7. April 1938)

ZUSCHRIFTEN

Relaxationszeit und Molekülgestalt

Von S. Miyamoto (Tokio) u. A. Budó (Budapest)

Die Relaxationszeit eines als Kugel gedachten polaren Moleküls mit dem Radius a ist nach der Debyeschen Theorie proportional a^3. Bei nicht kugelförmigen Molekülen hingegen sollen die Relaxationszeiten außer von dem Molekularvolumen auch von der Gestalt des Moleküls (bzw. von der Lage des Dipolmomentes im Molekül) abhängig sein, weil die bei den Drehungen des Moleküls auftretende Reibung je nach der Gestalt verschieden ist.

Zum Nachweis dieser Abhängigkeit haben wir die Substanzen 2,3- und 1,8-Dichloranthrachinon gewählt, deren Moleküle genügend groß sind um einigermaßen gut definierte Gestalt zu haben und außerdem keine drehbare Gruppen besitzen. Die Messungen erfolgten mit derselben Apparatur (kalorimetrische Methode), die von Martin und von Holzmüller benutzt wurde[1]). Die Wellenlänge war 3,62 m, die Kompensationsspannung am Röhrenvoltmeter, die der halben Amplitude der Hochfrequenzspannung an den Platten des Meßkondensators ungefähr gleichgesetzt werden kann (Plattenabstand 2,0 mm, Durchmesser 19,8 mm), betrug 160 Volt, der Durchmesser der Meßkapillaren war 0,3046 mm. In Benzol als Lösungsmittel

1) G. Martin, Physik. Zeitschr. **37**, 665, 1936; W. Holzmüller, Physik. Zeitschr. **38**, 574, 1937.

wurden gemessen[1]): 2,3-Dichloranthrachinon in $^1/_{120}$, 1,8-Dichloranthrachinon in $^1/_{100}$, *o*-Dichlorbenzol in $^1/_5$ Mol/Liter Konzentrationen, außerdem wurde zur Ermittlung der Nullverluste (vom Gefäß und den Zuleitungen herrührend) die Erwärmung von Benzol bestimmt. Zum relativen Vergleich der Relaxationszeiten können wir wegen der sehr geringen Konzentrationen unmittelbar die gemessenen Steiggeschwindigkeiten benutzen, diese waren der Reihe nach (in mm/min ausgedrückt) 16,61; 16,52; 19,32; 15,15. Nimmt man an, daß nach der Vektoradditionsregel das Dipolmoment von 1,8-Dichloranthrachinon zu den Momenten von 2,3-Dichloranthrachinon und von *o*-Dichlorbenzol sich wie 2 zu $\sqrt{3}$ verhält, so folgt aus den Messungen, daß die Relaxationszeit von 2,3-Dichloranthrachinon 1,7mal größer ist als die von 1,8-Dichloranthrachinon und 8,4mal größer als die von *o*-Dichlorbenzol. (Berücksichtigt man die Meßgenauigkeit — etwa ± 1 Proz. bei den oben angegebenen Werten der Steiggeschwindigkeit, von denen aber nur die Differenzen gegen den Benzolwert für den Dipoleffekt maßgebend sind — so kann der erstere Faktor zwischen 1,3—2,2, der zweite zwischen 6,6—10,2 liegen.)

Zum Vergleich der Meßergebnisse mit der Theorie haben wir zunächst mit den Bindungsradien (bei *C* 0,7, bei *O* 0,6, bei *H* 0,3, bei *Cl* 1,0 Ångström) in drei zueinander senkrechten Richtungen die größten Ausdehnungen der betreffenden Moleküle berechnet. Wenn diese als Achsen eines Ellipsoides aufgefaßt werden, dann sind die Resultate von Perrin[1]) anwendbar. Die Ausrechnung ergibt (die Werte der Halbachsen *a*, *b*, *c* in Å wurden angenommen bei 2,3-Dichloranthrachinon zu 5,45, 3,3, 1,0, bei 1,8-Dichloranthrachinon zu 4,8, 3,7, 1,0, bei *o*-Dichlorbenzol zu 3,0, 2,7, 1,0) für das Verhältnis der Relaxationszeiten von 2,3- und 1,8-Dichloranthrachinon, bzw. 2,3-Dichloranthrachinon und *o*-Dichlorbenzol die Werte 1,4 bzw. 3,9, während man bei Annahme kugelförmiger Moleküle mit gleichem Rauminhalt die Werte 1,0 bzw. 2,2 erhalten würde. Unsere Meßresultate stimmen also besser überein mit den Werten, die man theoretisch für ein Ellipsoid erhält als mit den, die man für Kugeln berechnet. Hinsichtlich der zahlenmäßigen Übereinstimmung sei bemerkt, daß die theoretischen Werte ziemlich empfindlich von den angenommenen Achsenverhältnissen abhängen. Die nach der Vektoradditionsregel angenommenen Momente der Anthrachinonderivate sind wahrscheinlich außerdem nicht genau richtig. Eine Messung dieser Momente ist geplant und danach wird eine ausführlichere Veröffentlichung erfolgen.

Wir möchten Herrn Prof. Dr. Debye für die liebenswürdige Gastfreundschaft in seinem Institut und die Anregung zu dieser Arbeit unseren besten Dank aussprechen. Wir danken auch den Herren Dr. Fischer, Frank und Spengler für freundliche Hilfeleistung.

1) Die Präparate 2,3- und 1,8-Dichloranthrachinon wurden im Institut von Herrn Dr. F. Rogowski hergestellt, wofür ihm bestens gedankt sei.

1) F. Perrin, Journ. d. Phys. **7** (5), 497, 1934. Siehe Formeln (90) usw.

Berlin-Dahlem, Max-Planck-Institut.

(Eingegangen 15. Juli 1938)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

G. Doetsch, Theorie und Anwendung der Laplace-Transformation. (Bd. 47 der Sammlung: Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungsgebiete.) Gr.-8°. XVI und 436 S. Mit 18 Fig. Berlin 1937. Julius Springer. RM 34.50; geb. RM 36.30.

Das Buch ist einem auch für den mathematischen Physiker wichtigen Gegenstande gewidmet. Die Laplace-Transformation ist eine sog. Funktionaloperation, d. h. eine Operation, durch welche jede Funktion aus einem gewissen Bereiche *U* (Objektbereich) übergeführt wird in eine Funktion aus einem Bereiche *B* (Resultatbereich). Damit wird dann, allgemein zu reden, jeder Aufgabe *u* betreffend Funktionen aus *U* eine Aufgabe *b* betreffend die zugehörigen Funktionen aus *B* zugeordnet. Beispielsweise entspricht bei der Laplace-Transformation (bei welcher in *U* und *B* nur Funktionen einer unabhängig Veränderlichen enthalten sind) der Integration in *U* die Multiplikation (in *B*) mit einer gewissen Potenz der unabhängig Veränderlichen. Man ersieht hieraus schon, daß mit Hilfe der Laplace-Transformation Aufgaben in *U* unter Umständen in wesentlich einfachere Aufgaben in *B* überführt werden können; die Lösung der einfacheren Aufgabe muß man dann rückwärts in die „Sprache" von *U* „übersetzen", um die Lösung der ursprünglichen Aufgabe in *U* zu erhalten. Unser Beispiel macht insbesondere plausibel, daß man etwa Integralgleichungen aus *U* einfach wird lösen können durch ihre „Übersetzung" nach *B*. Ähnlich verhält es sich übrigens mit der Differentiation und dementsprechend mit der Auflösung von (linearen) gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen, wobei die Theorie der Laplace-Transformation insbesondere eine Rechtfertigung des sog. Heaviside-Kalküls und eine Abgrenzung seines Gültigkeitsbereiches liefert. Neben den Kapiteln über Integral- und gewöhnliche Differentialgleichungen kommen für den Physiker vor allem in Betracht: Allgemeines über die Behandlung von partiellen Differentialgleichungen durch Funktionaltransformationen (dabei insbesondere Ausführungen über Rand- und Anfangswertprobleme, sowie über den Sinn der Randbedingungen); Wärmeleitungsgleichung (z. B. bei gegebenen Randtemperaturen oder bei am Rande gegebener Ausstrahlung); Telegraphen- und Wellengleichung (z. B. anfänglich strom- und spannungslose Leitung bei gegebener Randerregung); Potentialgleichung; Beziehungen zum Heaviside-Kalkül und zur sog. funktionen-theoretischen Methode; Huygenssches

und Eulersches Prinzip. Der reiche Inhalt des sehr klar und sorgfältig geschriebenen Buches ist damit aber noch keineswegs erschöpft. So sind u. a. mehrere Kapitel der Untersuchung des asymptotischen Verhaltens von Funktionen gewidmet. Ein ausführliches Literatur- und Sachverzeichnis sind beigegeben.

Haupt

Georg Hamel, Integralgleichungen. Einführung in Lehre und Gebrauch. VIII u. 166 S. Mit 19 Abb. Berlin 1937. J. Springer. Preis RM 9.60, geb. RM 12.—.

Das Buch ist hervorgegangen aus einer Reihe von Vorträgen, die der Verfasser vor Ingenieuren und Physikern gehalten hat und deren Inhalt im ersten Teil „fast wörtlich" wiedergegeben wird. Ein zweiter Teil ist hinzugefügt, der „am Schreibtisch entstanden" ist und „weitere Ausführungen" enthält.

Der im ersten Teil behandelte Stoff läßt dem Verfasser nicht sehr viel Freiheit, da ja das Thema Integralgleichungen schon hinreichend abgeschlossen ist, so daß sich ein gewisser kanonischer Bestand des Wissenswerten gebildet hat. Sowohl für den Mathematiker als für den Physiker liegt es nahe, von den Zusammenhängen mit Differentialgleichungen und Randwertproblemen auszugehen, auf diese Weise zu formulieren, wie man zu Integralgleichungen kommt und dann vor allem die Schmidtsche Lösungstheorie auszuführen. Das geschieht auch in diesem Buche. Der zweite Teil bringt in Ergänzung dazu noch besonders die Fredholmsche Theorie, die Methode von Enskog, Aussagen über unsymmetrische und über singuläre Kerne, als Beispiel unter anderem natürlich auch die klassische Gleichung von Abel, daneben aber auch neuere Probleme aus der Theorie des Tragflügels und das Hertzsche Härteproblem in der L. Föpplschen Fassung.

Das Buch ist für uns Physiker zweifellos das beste, das zur Zeit existiert. Sachlich enthält es viel mehr als etwa das Bändchen von Wiarda, dabei ist es leichter geschrieben und in seiner Fragestellung mehr auf unsere Interessen und Denkgewohnheiten zugeschnitten als die übrige mathematische Literatur. Kleinere Ungenauigkeiten finden sich wohl hie und da, ohne aber irgendwie zu stören.

Vielleicht ist es aber dem Referenten erlaubt, bei dieser Gelegenheit einmal den Wunschzettel eines Physikers vorzulegen und einige mehr grundsätzliche Bemerkungen zu machen. Die sogenannten physikalischen Beispiele enthalten meist eine ungefähre Andeutung des physikalischen Sinnes der Integralgleichung. Mir scheint aber zweifelhaft, ob es sehr geschickt ist, die Diskussion immer genau an der Stelle abzubrechen, wo die Integralgleichung dasteht? Gewiß ist das Wesentliche damit gesagt, und man kann sich im Grunde mit dem Hinweis begnügen, daß man auf diese Gleichung nun eben die allgemeine Lösungstheorie anzuwenden hat; der Physiker liebt aber nun einmal die Anwendung selbst und möchte doch gern dieses oder jenes Beispiel wirklich bis zum (meist bitteren) Ende durchgeführt sehen. Das geschieht leider nirgends, und wenn man mathematische Literatur dadurch definieren will, daß die einzigen darin vorkommenden Zahlen die Formelnummern sind, dann ist dies Buch gewiß sehr reine Mathematik. Bei der Behandlung des Skineffektes ist die Herleitung so knapp, daß sie ebensogut ganz unterbleiben könnte; auch muß es der Physiker als Mißbrauch empfinden, wenn mit Hilfe der Integralgleichung nur die Existenz eines eindeutigen Magnetfeldes bewiesen wird. Man wird ihm nur schwer den Nutzen dieses Beweises klarmachen können; zumal wenn man ihm dies Ergebnis ohne jede weitere Erläuterung vorsetzt. Bei den im zweiten Teil des Buches unter Nr. 14a und b behandelten Beispielen (Tragflügelgleichung, Hertzsches Härteproblem) werden die Integralgleichungen nun zwar diskutiert und die Schwierigkeiten der Lösungsmethode besprochen; hier ist nun aber wieder mit keinem Wort auch nur angedeutet, was eigentlich der physikalische Sinn des Ganzen ist. Man soll doch nicht vergessen, daß man dem Physiker mit einer kurzen Erläuterung dieser Art eine ganz wesentliche Hilfe gibt, die er nur ungern entbehrt.

Ein Buch, das derartigen Wünschen gerecht wird, gibt es leider bisher nicht über das Thema. Und da der Gegenstand wichtig und im Kreise der Physiker bisher nicht in dem Maße bekannt ist, wie er verdient, muß das Buch unbedingt empfohlen werden.

S. Flügge

Edwin C. Kemble, The Fundamental Principles of Quantum Mechanics. VIII. 611 S. mit 28 Figuren. London Mc Graw-Hill Publishing Co. Ltd. 1937. Sh. 36/.

Das in der bekannten „International Series in Physics" erschienene Buch entspricht seinem Inhalt nach etwa dem Band XXIV, 1 des Handbuches der Physik. Es beginnt mit den Wellenpaketen und schließt mit der Theorie der komplexen Spektren, wobei der Spin nach der Paulischen Theorie behandelt wird. Die Diracsche Spintheorie ist nicht aufgenommen, ebensowenig die gruppentheoretische Behandlung. Alles, was zwischen diesen so gekennzeichneten Grenzen liegt, ist in verhältnismäßig leicht verständlicher Form wiedergegeben. In der Hauptsache werden die mathematischen Methoden der Quantenmechanik entwickelt, aber stets wird der physikalische Sinn und die Notwendigkeit, den Ansatz gerade so zu machen, klar herausgearbeitet. Besonders angenehm berührt, daß man hier die Ableitung von Sätzen findet, die meist als selbstverständlich vorausgesetzt werden, wie z. B. daß die Eigenwerte eines zusammengesetzten Systems, solange man die Störung nicht berücksichtigt, gleich der Summe der Eigenwerte der Teile, die Eigenfunktionen aber gleich dem Produkt sind. So nimmt das Buch eine glückliche Mittelstellung zwischen den ganz elementaren Einführungen und den schwerkalibrigen Darstellungen nach Art des oben erwähnten Handbuchbands ein, und es eignet sich auch sehr als Nachschlagewerk für alle quantenmechanischen Fragen.

Joos

J. C. Poggendorffs biographisch-literarisches Handwörterbuch für Mathematik, Astronomie, Physik mit Geophysik, Chemie, Kristallographie und verwandte Wissensgebiete. Bd. VI: 1923 bis 1931. Herausgegeben unter Mitwirkung der Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, der Heidelberger Akademie der Wissenschaften, der Bayerischen Akademie der Wissenschaften zu München und der Akademie der Wissen-

schaften in Wien von der Sächsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig. Redigiert von H. Stobbe. II. Teil. **F-K**. Gr.-8°. IV u. 742 S. (S. 697–1438). Berlin 1937. Verlag Chemie, G. m. b. H. Br. RM 85.— (bei Subskription RM 76,50, für Mitglieder der herausgebenden Akademien RM 68.—); geb. RM 95.— (bei Subskription RM 85,50, für Mitglieder der herausgebenden Akademien RM 76.—).

Binnen Jahresfrist ist dem I. Teil hiermit der II. Teil gefolgt. Auch für ihn gilt die für den I. Teil in dieser Zeitschr. **38**, 555, 1937 ausgesprochene Anerkennung. Über Einzelheiten sei auf die dortige Besprechung verwiesen. Als weiterer Vorzug wurde vom Referenten bemerkt, daß auch von bereits länger verstorbenen Wissenschaftlern spätere Herausgabe ihrer Werke, Biographien u. ä. mit Sorgfalt gesammelt wurden (z. B. Gauss, Gehlhoff, Geitel, Grimsehl, Helmholtz, Friedr. Kohlrausch). Vermißt wurde Filchner.

Aus einer Verlagsankündigung kann als besonders erfreulich berichtet werden, daß bereits im laufenden Jahr Band VII (Literatur 1932 bis 1936) zu erscheinen beginnen soll. L. Schiller

H. Zanstra, Théorie de l'émission de la lumière des nébuleuses. (Actualités scientifiques et industrielles 442. Exposés d'Astronomie stellaire, ed. H. Mineur, VII.). 38 Seiten. Mit 4 Abbildungen. Paris 1936. Hermann & Cie. Preis 15.— Fr.

Die Theorie des Leuchtens der Gasnebel ist eins der physikalisch interessantesten Gebiete der Astronomie, weil die große Verdünnung dieser kosmischen Objekte die Störung der Strahlung eines Atoms geringer macht als an irgendeiner anderen beobachtbaren Stelle im Kosmos. Die Erklärung der „Nebuliumlinien" als verbotene Sauerstofflinien durch Bowen und die quantitative Theorie der Nebelspektren von Zanstra gehören zu den schönsten Anwendungen der Atomphysik. Auf das vorliegende Referat von Zanstra über seine Arbeiten und ihren Problemkreis sei besonders hingewiesen. Es wird zunächst das Auftreten von Emissionslinien durch die Ionisation der Nebelatome im ultravioletten Licht eines benachbarten heißen Sterns erklärt; hieraus ergibt sich eine Temperaturbestimmung des Nachbarsterns und für die „planetarischen Nebel" die kosmogonisch interessante Folgerung, daß der Zentralstern dieser Gebilde vermutlich ein „weißer Zwerg" ist. Die knappe, klare Darstellung ist auch zur Einführung des Physikers in das Gebiet sehr geeignet.
C. F. v. Weizsäcker

Günther Briegleb, Zwischenmolekulare Kräfte und Molekülstruktur. Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge, neue Folge, Heft 37. 308 Seiten mit 36 Abb. Stuttgart 1937. Verlag Ferdinand Enke. Preis geh. RM 22.—, geb. RM 23.80.

Die zwischenmolekularen Kräfte und ihre Abhängigkeit von der Molekülstruktur bilden eins der wichtigsten Probleme der modernen physikalisch-chemischen Forschung. Wenn auch eine quantitative Berechnung der zwischenmolekularen Wechselwirkung in den meisten Fällen nicht möglich ist, so erlaubt doch eine auf ein umfangreiches empirisches Material gestützte Theorie in vielen Fällen ein qualitatives Verständnis der beobachteten Erscheinungen. Bei der Wichtigkeit des Themas für zahlreiche Probleme, wie sie z. B. bei der Struktur der Flüssigkeiten oder bei kolloidchemischen Fragestellungen auftreten, entspricht das Erscheinen eines Werkes, das sich mit diesem Gegenstand befaßt, sicher einem vielfach auftretenden Bedürfnis.

Das Buch gliedert sich in fünf Hauptteile. In dem einleitenden Kapitel wird nach einer kurzen Festlegung des Molekülbegriffs eine Systematik der auftretenden Bindungsarten gegeben und der Begriff der „Molekülverbindung" definiert. Hierunter versteht der Verfasser eine durch van der Waalssche Kräfte (hervorgerufen durch Orientierungs-, Induktions- und Dispersionseffekt) zusammengehaltene, stöchiometrisch definierte Zusammenlagerung von Molekülen. Je nach dem Bau der beteiligten Moleküle überwiegt, wie im 2. Kapitel gezeigt wird, bei diesen Assoziationen der eine oder der andere Effekt. Im dritten Kapitel werden die im Vorhergehenden gewonnenen Vorstellungen auf die Untersuchung des Bindungsmechanismus zahlreicher Molekülverbindungen angewandt. Das folgende Kapitel stellt die Methoden dar, die zum Studium der Molekülverbindungen dienen, wie Molekulargewichtsbestimmungen, Bestimmung der van der Waalsschen Konstanten, Molekularpolarisation, Bandenspektren, Kerreffekt, Lichtzerstreuung usw. Das Schlußkapitel bringt einige Beispiele für die Bedeutung, die die zwischenmolekularen Kräfte für viele chemische, insbesondere kolloidchemische Probleme, besitzen.

In dem Streben nach möglichster Vollständigkeit hat der Verfasser seine Darstellung mehr auf eine systematische Zusammenstellung des Materials — etwa im Sinne eines „zusammenfassenden Berichtes" —, als auf ein kritisches Herausarbeiten des Prinzipiellen angelegt. Um das Buch auch für den Chemiker brauchbar zu machen, wurde auf Formeln weitgehend verzichtet und obendrein der Text so angelegt, daß er auch ohne sie verständlich ist. (Die Ableitung der wenigen angegebenen Formeln wird im allgemeinen nur angedeutet.) So besitzt das Werk seinen Hauptwert als eine übersichtliche Sammlung des Materials, der durch ein außerordentlich umfangreiches Literaturverzeichnis noch erhöht wird. H. Spengler

Nachrichten

Habilitiert: An der Universität Freiburg i. Br. Dr. Werner Kern für organische Chemie und Kolloidchemie.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für organische Chemie an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Karl Fries, der ord. Professor für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Georg Hilpert, der ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Paul Werkmeister.

Gestorben: Der ord. Professor der mechanischen Schwingungslehre und Maschinendynamik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Wilhelm Hort, der frühere ord. Professor für Elektrotechnik und Lichttechnik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Joachim Teichmüller, der ord. Professor für Physik an der Technischen Hochschule Breslau und Honorarprofessor an der Universität daselbst Dr. Erich Waetzmann.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330, II. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.